

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СОВМЕСТИМОСТЬ ЭЛЕКТРО- ОБОРУДОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО И ТРАДИЦИОННОГО ИСПОЛНЕНИЯ В СИСТЕМЕ ТЯГОВОГО ЭЛЕКТРОСНАБЖЕНИЯ

Анализ мировой тенденции развития электротехники и электроэнергетики, в том числе в интересах электрифицированного транспорта, показывает, что одним из радикальных направлений этого развития в ближайшие годы будет использование сильноточной прикладной сверхпроводимости. Как известно, существенные возможности открывает подготавливаемое к массовому производству второе поколение высокотемпературных сверхпроводников, способных работать при температурах вплоть до температуры жидкого азота, достижение которых в сотни раз более экономично, чем достижение гелиевого уровня температур. Оценки показывают, что после освоения высокотемпературных сверхпроводников второго поколения стоимость высокотемпературных сверхпроводниковых проводов будет сравнима со стоимостью резистивных проводов. А это означает, что в ближайшие годы начнется освоение нового сверхпроводникового электротехнического оборудования, которое не только по физико-техническим показателям, но и по коммерческим будет превосходить традиционное электрооборудование. Поэтому в настоящее время становятся наиболее актуальными научные исследования по разработке, испытаниям моделей и промышленных образцов разнообразного электротехнического оборудования на базе высокотемпературных сверхпроводниковых материалов, включающего кабельные линии электропередачи, трансформаторы, электродвигатели, реакторы, накопители энергии.

Использование и освоение сверхпроводниковых технологий и нового высокотемпературного сверхпроводникового электротехнического оборудования в локомотивной и стационарной энергетике позволит на принципиально новом уровне решить вопросы повышения надежности и эффективности тягового электрооборудования, снижения капитальных и эксплуатационных затрат, экономии электроэнергии.

Проблема использования сверхпроводникового электрооборудования на транспортных объектах связана с необходимостью решения множества параллельных научно-технических и кон-

структорских проблем. Одной из них является проблема анализа электромагнитного взаимодействия внешних полей сверхпроводникового электрооборудования с прочими видами оборудования и в первую очередь с традиционным электрооборудованием. Особенно остро данная проблема встает применительно к перспективным транспортным средствам, габариты которых в той или иной степени ограничены, и где затруднительно использование самого простого способа защиты от внешних магнитных полей (ВМП) - защиты расстоянием.

Поскольку преимущества сверхпроводникового электрооборудования проявляются наиболее ярко при значительных мощностях, то целесообразно исполнять сверхпроводниковым силовое (тяговое) электрооборудование, а вспомогательное, обеспечивающее собственные нужды транспортного средства (электродвигатели компрессоров, вентиляторов, насосов, аппараты управления электроприводом и т.п.), исполнять не сверхпроводниковым (традиционным).

Проблема электромагнитной совместимости, в том числе для транспортных систем, исследовалась применительно к традиционным источникам (статическим полупроводниковым преобразователям, электрическим машинам, коммутационной аппаратуре и др.) и рецепторам (средствам связи и информации) помех. Перспектива повышения энергетических и технико-экономических показателей транспортных средств за счет использования сверхпроводникового электрооборудования открывает новый аспект проблемы электромагнитной совместимости - проблему электромагнитной совместимости сверхпроводникового и традиционного электрооборудования. Одним из основных вопросов, подлежащих исследованию в русле проблемы электромагнитной совместимости сверхпроводникового и традиционного электрооборудования, является изучение закономерностей электромагнитного взаимодействия электрооборудования, определение характера взаимного влияния на его параметры и работоспособность, а также поиск варианта располо-

жения электрооборудования, при котором взаимное влияние не будет вызывать нарушений в работе взаимодействующих элементов.

На тяговых подстанциях постоянного тока в ближайшие годы будет использован широкий круг сверхпроводникового электротехнического оборудования, в том числе безрезистивные сглаживающие реакторы, выполненные на основе высокотемпературной сверхпроводимости, которые резко повысят технические и энергетические характеристики подстанционных сглаживающих устройств.

Для исследования и улучшения электромагнитной и экологической обстановки разработана методика электромагнитного взаимодействия сверхпроводникового и традиционного электрооборудования в линейном приближении, позволяющая в общем виде анализировать влияние электромагнитных полей традиционного электрооборудования на дифференциальные и интегральные параметры сверхпроводникового электрооборудования.

Большую часть вспомогательного традиционного электрооборудования составляют электрические машины и электромагнитные аппараты, имеющие ферромагнитопровод с малым воздушным зазором, значительно усложняющий проведение теоретических исследований влияния внешних магнитных полей сверхпроводникового электрооборудования на технические характеристики вспомогательных генераторов и приводных электродвигателей с системой управления электроприводами. Источником внешних магнитных полей в работе считается сверхпроводящая катушка, являющаяся основным элементом сверхпроводникового электрооборудования.

Исследование электромагнитного взаимодействия сверхпроводникового и традиционного электрооборудования требует, прежде всего, создать математический аппарат исследования. На начальном этапе целесообразно воспользоваться аналитическим представлением взаимодействия, основанном на ряде допущений, позволяющих в общем виде анализировать влияние каждого параметра взаимодействующих элементов. Для такого анализа необходимо привлечь аппарат численных методов расчета магнитного поля.

Теоретические исследования закономерностей электромагнитного взаимодействия сверхпроводникового и традиционного электрооборудования для определения условий их совместного использования, включают методы математической физики решения краевых за-

дач, численные методы расчета магнитных полей на основе концепции вторичных источников, реализуемой с помощью итерационных методов, численные методы решения экстремальных задач.

Выполненный анализ переходных режимов работы сверхпроводникового электрооборудования в составе тягового электроснабжения и перспективного транспортного средства показал, что длительность процессов в системе достаточно велика независимо от типа транспортного средства, его назначения, мощности, условий движения и т.д. Это дает основание воспользоваться при анализе влияния внешних магнитных полей сверхпроводникового электрооборудования на традиционное электрооборудование приближением, основанным на рассмотрении внешних магнитных полей сверхпроводникового электрооборудования как поля стационарных токов.

Разработана трехмерная нелинейная численная модель электромагнитного взаимодействия сверхпроводникового и традиционного электрооборудования, основанная на представлении поля намагниченности ферромагнитопровода полем эквивалентных вторичных источников поверхностных и объемных фиктивных магнитных зарядов. Модель позволяет рассчитывать индукцию результирующего магнитного поля (поля первичных источников - токов в катушках - и поля намагниченности ферромагнитопроводов) в произвольной точке неограниченной расчетной области, что является весьма удобным при анализе взаимодействия нескольких источников внешних магнитных полей и нескольких объектов, подверженных их влиянию. Модель дает возможность рассчитывать индукцию в воздушном зазоре традиционного электрооборудования и ее интегральные параметры при учете нелинейности свойств ферромагнитопровода, ограниченности продольных размеров и произвольной ориентации в пространстве традиционного электрооборудования.

Для ускорения процесса итерационного поиска плотности распределения вторичных источников поля предложен принцип локальной переменной степени дискретизации области поиска неизвестных, позволяющий сократить время расчета и необходимый объем памяти ЭВМ при сохранении точности вычислений. Принцип применяется при построении вычислительных процедур для систем, характеризующихся большим объемом ферромагнитного материала и наличием воздушного зазора малой ширины.

Радикальной мерой защиты традиционного электрооборудования от электромагнитного взаимодействия сверхпроводникового электрооборудования являются электромагнитные экраны [1].

Природа экранирующего действия электромагнитного экрана заключается в том, что электромагнитное поле проникает в стенку экрана и возбуждает в ней заряды или индуктирует токи, собственные поля которых накладываются на первичное поле, частично или полностью компенсируя его.

Мерой экранирующего действия является коэффициент экранирования, который определяется отношением напряженности поля внутри экрана к напряженности внешнего поля, которое имеет место при отсутствии экрана. Для магнитного поля

$$\underline{Q} = \underline{H}_{ВТ} / \underline{H}_{ВШ} \cdot \quad (1)$$

Коэффициент экранирования, как правило, является комплексным числом.

На практике часто в расчетах используют термин коэффициент затухания, который определяется как логарифм отношения напряженностей внешнего и внутреннего полей или

$$a_3 = \ln(1/|\underline{Q}|), \text{ Нп или} \\ a_3 = 20 \lg(1/|\underline{Q}|), \text{ дБ} \quad (2)$$

Различают постоянные и переменные поля, при этом последние подразделяются на квазистатические (медленно меняющиеся) и электромагнитные (быстро меняющиеся)

Любое изменение квазистатического поля одновременно обнаруживается повсеместно, и поэтому мгновенно воспринимаемая картина поля, соответствующая определенному мгновенному значению напряжения или тока, всегда совпадает с картиной статического поля, создаваемого таким же по значению постоянным напряжением или током. Квазистатическое поле можно представить как временную суперпозицию статических полей одинакового пространственного распределения $E_v(x, y, z)$ или $H_v(x, y, z)$, которые для каждого случая отличаются по напряженности только определенным постоянным множителем. Если приемник находится в непосредственной близости от источника излучения в так называемой ближней зоне, то он воспринимает стационарное (пространственно фиксированное) квазистатическое поле. В ближней зоне поле изменяется, увеличивается или уменьшается во времени одновременно во всех точках. На большом расстоя-

нии от источника излучения приемник находится в так называемой дальней зоне. Независимо от конструкции источника излучения в дальней зоне господствует нестационарное электромагнитное волновое поле.

Ближняя зона определяется не только расстоянием между источником и приемником, но и скоростью изменения поля. Во временной области ближней или квазистатической зоной считается пространство, протяженность l которого такова, что время нарастания поля T_H больше по сравнению со временем прохождения электромагнитной волной расстояния l . В частотной области ближней зоной считается пространство, протяженность которого меньше длины волны ($l < \lambda$).

Различие между ближней и дальней зонами можно формализовать математически, используя в сферической системе координат поле диполя Герца (рис. 1).

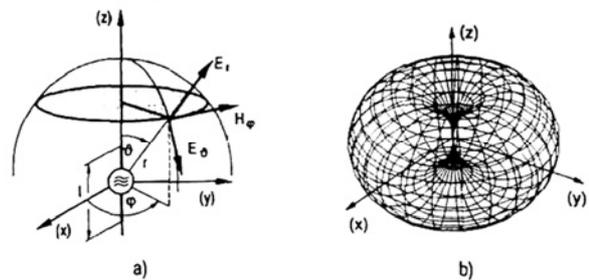


Рис. 1. Диполь Герца в сферической системе координат (а) и соответствующие силовые линии электрического и магнитного полей в ближней зоне (б)

Решение уравнений Максвелла в частотной области дает следующие выражения для векторов напряженностей поля, показанных на рис. 1 [1]:

$$\underline{E}_\vartheta = \frac{I_m l Z_0 \lambda \sin \vartheta}{j \cdot 8\pi^2 r^3} \left[1 + j \frac{2\pi}{\lambda} r + \left(j \frac{2\pi}{\lambda} r \right)^2 \right] e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r}, \quad (3)$$

$$\underline{E}_r = \frac{I_m l Z_0 \lambda \cos \vartheta}{j \cdot 4\pi^2 r^3} \left[1 + j \frac{2\pi}{\lambda} r \right] e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r}, \quad (4)$$

$$\underline{E}_\phi = \frac{I_m l \sin \vartheta}{4\pi r^2} \left[1 + j \frac{2\pi}{\lambda} r \right] e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r}, \quad (5)$$

где I_m , - амплитудное значение переменного тока; l - максимальное расстояние между зарядами диполя; Z_0 - волновое сопротивление вакуума (в дальнейшем принято $w/c = 2\pi/\lambda$, где c - скорость света в вакууме).

Множитель $e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r}$ описывает угол фазового сдвига.

Приведенные выше уравнения не наглядны, однако они легко интерпретируются, если ограничиться двумя предельными случаями - дальней и ближней зонами.

При рассмотрении $r \gg 2\pi/\lambda$ можно в (3 - 5) учесть только члены с большими показателями степеней, и уравнения упрощаются:

$$\underline{E}_\vartheta = \frac{I_m l Z_0 \lambda \sin \vartheta}{j \cdot 8\pi^2 r^3} \left(j \frac{2\pi}{\lambda} r \right)^2 e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r}, \quad (6)$$

$$\underline{E}_r = \frac{I_m l Z_0 \lambda \cos \vartheta}{j \cdot 4\pi^2 r^3} \left[j \frac{2\pi}{\lambda} r \right] e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r}, \quad (7)$$

$$\underline{H}_\phi = \frac{I_m l \sin \vartheta}{4\pi r r^2} \left[j \frac{2\pi}{\lambda} r \right] e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r}. \quad (8)$$

Из-за разного показателя степени у r составляющей \underline{E}_r можно пренебречь по сравнению с \underline{E}_ϑ , так что окончательно останутся только векторы \underline{E}_ϑ и \underline{H}_ϕ . Эти векторы перпендикулярны друг другу и направлению распространения волны. Они колеблются синфазно, их отношение во времени и пространстве постоянно:

$$\underline{E}_\vartheta / \underline{H}_\phi = Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}. \quad (9)$$

Активное сопротивление Z_0 называют волновым сопротивлением вакуума.

Ближняя зона. В непосредственной близости от антенны ($r \gg 2\pi/\lambda$) и второй, и третий члены в (3-5) существенно меньше единицы, и выражения (3), (4) и (5) упрощаются:

$$\underline{E}_\vartheta = \frac{I_m l Z_0 \lambda \sin \vartheta}{j \cdot 8\pi^2 r^3} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r}, \quad (10)$$

$$\underline{E}_r = \frac{I_m l Z_0 \lambda \cos \vartheta}{j \cdot 4\pi^2 r^3} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r}, \quad (11)$$

$$\underline{H}_\phi = \frac{I_m l \sin \vartheta}{4\pi r r^2} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r}. \quad (12)$$

Согласно [1] можно формально получить отношение $\underline{E}_\vartheta / \underline{H}_\phi$

$$\underline{E}_\vartheta / \underline{H}_\phi = Z_0 \lambda / (j \cdot 2\pi r) = Z_{0E}. \quad (13)$$

Сопротивление Z_{0E} является емкостным $[Z_C = 1/(j\omega C)]$ при $r \gg 2\pi/\lambda$ или $\lambda/2\pi \gg 1$

$$|Z_{0E}| \gg Z_0. \quad (14)$$

При этом говорят о высокоомном поле, понимая под этим электрическое поле вблизи штыревой антенны. Удельная энергия в ближней зоне имеет преобладающую электрическую природу, т.е.

$$w(r) = w_{эл}(r) = \frac{1}{2} \epsilon E^2. \quad (15)$$

В то время как вектор магнитного поля и в ближней зоне остается перпендикулярным направлению распространения, то электрическое поле содержит дополнительную составляющую E_r ; \underline{E}_ϑ и \underline{H}_ϕ в ближней области сдвинуты по фазе друг относительно друга на 90° .

Для поля в окрестности небольшого контура с током (диполь Фитцджеральда), получим в системе координат ϑ и ϕ структурно дуальные уравнения, из решения которых получается для дальней зоны активное волновое сопротивление $Z_0 = 377$ Ом, а для ближней зоны

$$\underline{Z}_{0H} = j Z_0 \cdot 2\pi r / \lambda. \quad (16)$$

Волновое сопротивление \underline{Z}_{0H} ближней области рамочной антенны имеет индуктивный характер ($r \gg \lambda/2\pi$ или $\lambda/2\pi \gg 1$), и

$$|\underline{Z}_{0H}| \gg Z_0. \quad (17)$$

Это свойство низкоомного поля, то есть магнитного поля вблизи рамочной антенны. Удельная энергия в ближней зоне имеет в основном магнитную природу

$$w(r) = w_M(r) = \frac{1}{2} \mu H^2. \quad (18)$$

В дальней зоне векторы напряженностей электрического и магнитного полей направлены под прямым углом друг к другу и к направлению распространения. В то время как электрическое поле и в ближней зоне остается поперечным, то магнитное поле содержит дополнительную составляющую \underline{H}_r .

Если условие $l \ll \lambda$ не выполняется, то необходимо использовать уравнения не диполей, а электрически длинных линий.

На рис. 2 показаны примеры квазистатических полей в ближней зоне.

С увеличением расстояния от штыревой антенны значение волнового сопротивления уменьшается со скоростью 20 дБ/декада от больших до малых значений и на большом расстоянии асимптотически приближается к значению волнового сопротивления вакуума. Волновое сопротивление рамочной антенны наоборот сначала

увеличивается со скоростью 20 дБ за декаду и затем также асимптотически приближается к волновому сопротивлению вакуума (рис. 3).

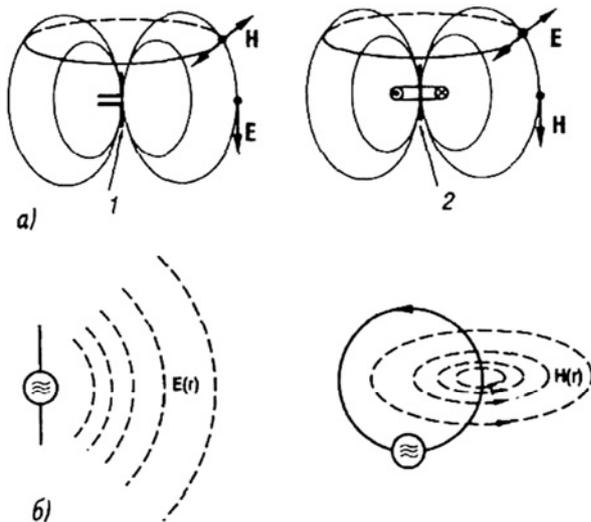


Рис. 2. Соотношения между диполями Герца и Фитцджеральда (а) и схематическое представление электрического и магнитного полей в ближней зоне (б): 1 - электрическое поле; 2 - магнитное поле

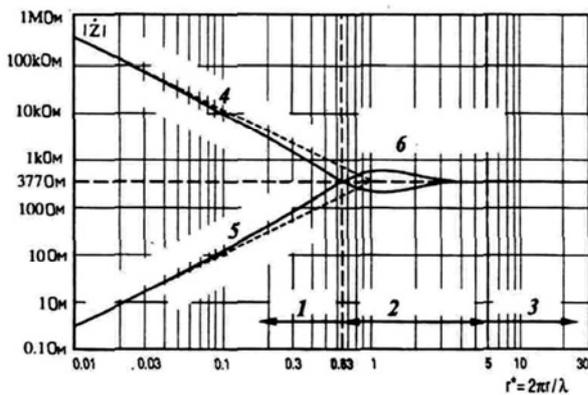


Рис. 3. Волновое сопротивление устройства в зависимости от нормированного расстояния от источника ($r = 2\pi r/\lambda$): 1 - ближняя зона; 2 - переходная область; 3 - дальняя зона; 4 - высокоомное электрическое поле; 5 - низкоомное магнитное поле; 6 - электромагнитное волновое поле

Эти зависящие от расстояния волновые сопротивления использованы при расчетах коэффициентов затухания по методу Щелкунова.

Если в электростатическое поле внести пустотелый проводящий шар, то на подвижные заряды в материале шара будут действовать силы $F = Q E$, которые влияют на пространственное распределение зарядов. Перераспределение зарядов будет закончено, когда тангенциальная составляющая напряженности электрического поля на поверхности экрана станет равна нулю. Силовые линии электрического поля искривляются и выходят перпендикулярно поверхности экрана. Поле смещенных

зарядов и внешнее поле в любой точке внутри экрана полностью компенсируют друг друга. Можно показать, что этот эффект имеет место не только в пустотелом шаре, но и при любой форме проводящего пустотелого экрана.

Экранирование электрического поля замкнутым (без щелей) проводящим экраном бесконечно велико. Такой экран называют клеткой Фарадея. При изменяющихся во времени с большой скоростью электрических полях коэффициент затухания имеет конечное значение. Для нормальных составляющих поля при помощи закона Гаусса можно получить следующие выражения

$$E_{Н.ВН} = 0 \text{ и } E_{Н.ВШ} = \rho_s / \delta_0 . \quad (19)$$

где ρ_s - поверхностная плотность смещенных зарядов.

Для касательных составляющих из приведенных выше рассуждений следует $E_{К.ВН} = E_{Н.ВШ} = 0$. Наконец, нужно упомянуть, что диэлектрические оболочки также оказывают определенное экранирующее влияние на электростатические поля. Аналогично тому, как магнитный поток проходит в основном через контур с высокой магнитной проводимостью (относительная магнитная проницаемость μ_r), поток электрического поля ψ проходит через диэлектрик с высокой диэлектрической проводимостью (диэлектрическая проницаемость ϵ_r).

При большом отношении толщины стенки d к диаметру оболочки D вследствие преломления линий электрического поля на границе электрический поток в основном протекает в стенке экрана. Коэффициент затухания рассчитывается по Кадену

$$\alpha_E = \ln(E_{ВШ} / E_{ВН}) = \ln(1 + 1,33\epsilon_r d / D) . \quad (20)$$

Заметное экранирование наступает только при толстостенных экранах с высокой диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r d \gg D$.

На основе закона Гаусса и законов индукции можно получить для диэлектрических экранов следующие соотношения тангенциальных E_K и нормальных E_H составляющих напряженности электрического поля

$$E_{K1} = E_{K1} \text{ и } E_{H1} = E_{H2} = \epsilon_{r2} / \epsilon_{r1} .$$

Магнитостатические поля можно экранировать при помощи ферромагнитных оболочек с большой магнитной проницаемостью аналогично тому, как электростатические поля при помощи диэлектрических экранов с высокой диэлектрической проницаемостью. Вследствие преломле-

ния линий магнитного поля на границе поверхности в толстостенных экранах из материала с высокой магнитной проницаемостью магнитный поток в основном проходит в стенке экрана.

Коэффициент затухания рассчитывается

$$a_H = \ln(H_{ВШ}/H_{ВН}) \approx \ln(1 + 1,33\mu_r d/D).$$

При отсутствии токов в экране можно на основе закона Гаусса и закона непрерывности потока получить следующие соотношения нормальных и тангенциальных составляющих напряженности магнитного поля на поверхности экрана

$$H_{K1} = H_{K2} \text{ и } H_{H1}/H_{H2} = \mu_{r2}/\mu_{r1}.$$

Экранирование квазистатических электрических переменных полей происходит как и электростатических полей за счет перераспределения зарядов. Однако если в электростатическом поле коэффициент затухания бесконечно велик, то в переменном поле с ростом частоты появляется фазовый сдвиг, который обуславливает конечное значение коэффициента затухания. Этот эффект становится заметным при весьма высоких частотах. Практически при квазистатических электрических полях, как правило, предполагается также бесконечно большим коэффициент затухания. При этом используются те же граничные условия, что и для электростатического поля. Реальные экраны, например корпуса приборов, имеют зазоры, щели. Если отдельные стенки экрана электрически между собой не связаны, то между ними возникает разность потенциалов и экран практически не действует. При экранировании от электростатических полей необходимо прежде всего соединить экранирующие элементы между собой, по крайней мере, в одной точке.

При наличии щелей между элементами экрана возможно электромагнитное влияние через емкость щели. Это влияние можно ослабить при помощи лабиринтных уплотнителей. При высоких частотах элементы экрана должны иметь многочисленные гальванические контакты для того, чтобы токи, влияющие на выравнивание потенциалов, могли протекать по кратчайшему пути. В то время как всесторонне замкнутый металлический экран обеспечивает отсутствие поля внутри него и без заземления экрана, использование теневого эффекта отдельных экранирующих листов требует их заземления.

Вредное влияние зазоров в замкнутых экранах может свести роль экрана к экранирующему действию одиночных пластин элементов экрана. Чем выше электропроводность материала экрана, тем больше при одинаковой индуктированной напряженности электрического

поля токи в экране и тем выше коэффициент затухания. Так как статические магнитные поля не могут индуктировать токи, то ферромагнитные оболочки для постоянных магнитных полей ($f = 0$) не оказывают никакого экранирующего влияния. С другой стороны, с увеличением частоты тока коэффициент затухания квазистатических магнитных полей стремится к бесконечности. Эта тенденция имеет предел на частотах, для которых наряду с квазистатическим магнитным полем необходимо также принимать во внимание магнитное поле токов смещения (электромагнитные волны). С ростом частоты нельзя больше пренебрегать влиянием токов смещения. Это, как правило, имеет место в том случае, когда экран находится в дальней зоне передатчика, в которой электрическое и магнитное поля связаны между собой волновым сопротивлением вакуума Z_0 . В то время как в квазистатическом магнитном поле возникает только магнитное противодействующее поле, то в электромагнитном поле возникает заметное электрическое противодействующее поле. Экран сам становится передатчиком и излучает электромагнитную волну.

Электрическое вихревое поле E_{Π} падающей электромагнитной волны возбуждает в электропроводящей стенке экрана токи, которые обуславливают противодействующее магнитное поле $H_{\Pi P}$. Магнитное противодействующее поле со своей стороны в соответствии с законом электромагнитной индукции связано с вихревым электрическим полем $E_{\Pi P}$, которое совместно с $H_{\Pi P}$ образует отраженную электромагнитную волну. При детальном рассмотрении те же физические поля имеют место также в случае квазистатического поля. Однако электрические вихревые поля при этом настолько малы, что в непроводящей среде они в состоянии создавать только небольшие токи смещения, которые не могут заметно изменить магнитные поля H_{Π} и $H_{\Pi P}$, обусловленные токами проводимости. В установившемся состоянии поле во внешнем пространстве существует в виде суперпозиции падающей и отраженной волн $E = E_{\Pi} + E_{\Pi P}$. В стенке экрана электрические напряженности падающего и отраженного полей полностью уравниваются, т.е. $E_{\Pi} + E_{\Pi P} = 0$ или $E_{\Pi P} = -E_{\Pi}$.

Для изготовления экранов применяются материалы, которые имеют высокую проводимость для потоков действующих полей и которые за счет индукции в состоянии создавать противодействующее магнитное поле. Наиболее часто используются экраны из хорошо проводящих

металлов и ферромагнитных материалов. Сравнение характеристик двух экранов одинаковой толщины из железа и меди объясняет особенности их экранирующего действия (рис. 4).

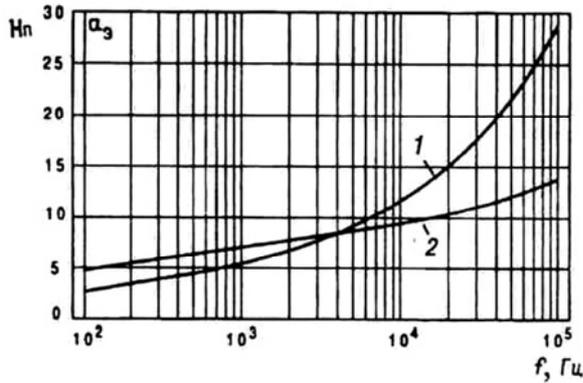


Рис. 4. Зависимость коэффициента затухания α_3 магнитного поля цилиндрического экрана от частоты f : 1 - для железного экрана ($r_0 = 5$ м, $d_0 = 0,1$ мм, $\sigma = 7 \cdot 10^6$ См/м, $\mu_r = 200$); 2 - для медного экрана ($r_0 = 5$ м, $d_0 = 0,1$ мм, $\sigma = 58 \cdot 10^6$ См/м, $\mu_r = 1$)

В области до 100 кГц глубина проникновения электромагнитного поля больше, чем толщина стенки экрана, и материал с большой электропроводностью имеет более высокий коэффициент затухания. Экранирование здесь основано только на затухании в экране, который действует как короткозамкнутый виток.

Аналитический расчет экранирующего действия электромагнитных экранов требует решения уравнений Максвелла для областей внутри и вне экрана, а также в самой его стенке. В результате решения получают значения $\mathbf{E}_в$, $\mathbf{E}_н$ и $\mathbf{H}_в$, $\mathbf{H}_н$, отношения которых друг к другу дают возможность определить коэффициент экранирования или затухания. Этот путь обеспечивает более глубокое, выходящее за рамки известных приближенных формул, понимание принципа действия электромагнитных экранов и функционирования экрана доступным для точной количественной оценки. Однако этот метод математически трудоемок, в приближенных оценках расчет экранов возможен при помощи метода сеток.

Пространственное распространение комплексных амплитуд напряженностей магнитного $\mathbf{H}(x, y, z)$ и электрического полей $\mathbf{E}(x, y, z)$ электромагнитной волны может быть описано двумя частными дифференциальными уравнениями

$$\begin{aligned} \Delta H &= j\omega\sigma\mu H + (j\omega)^2\epsilon\mu H; \\ \Delta E &= j\omega\sigma\epsilon E + (j\omega)^2\epsilon\mu E. \end{aligned} \quad (21)$$

Операторы Лапласа определяются следующим образом

$$\begin{aligned} \Delta H &= \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2}; \\ \Delta E &= \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2}. \end{aligned} \quad (22)$$

Дифференциальные уравнения (21) необходимо решить для внешнего пространства, для внутреннего пространства и стенки экрана.

На рис. 5 показан цилиндрический экран, который помещен в квазистатическое магнитное поле, направленное параллельно оси экрана.

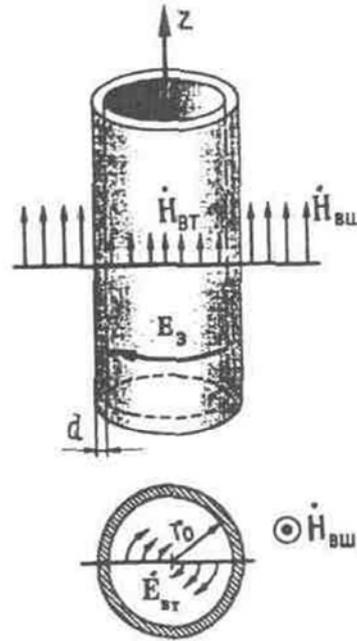


Рис. 5. Цилиндрический экран в продольном магнитном поле

Связанное с внешним магнитным полем напряженностей $\mathbf{H}_вн$ (полем помехи) электрическое вихревое поле напряженностью $\mathbf{E}_вт$ в соответствии с уравнением $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$ вызывает в электропроводной стенке экрана вихревые токи, которые в свою очередь создают противодействующее продольное поле напряженностью $\mathbf{H}_пр$, направленное навстречу возбуждающему полю. В результате во внутреннем объеме остается ослабленное поле напряженностью $\mathbf{H}_вт = \mathbf{H}_вн - \mathbf{H}_пр$. Во внешнем объеме господствует неизменное магнитное поле напряженностью $\mathbf{H}_вн$.

Напряженность магнитного поля за экраном ($r < r_0$; $\sigma = 0$, $k = 0$) в цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H_{вт}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left(r \frac{\partial^2 H_{вт}}{\partial \phi^2} \right) + \frac{\partial^2 H_{вт}}{\partial z^2} = k^2 H_{вт}. \quad (23)$$

В соответствии с законом индукции в дифференциальной форме можно записать

$$\text{rot } \mathbf{E}_{\text{BT}} = -j\omega \mathbf{B}_{\text{BT}} = -j\omega \mu_0 \mathbf{H}_{\text{BT}}. \quad (24)$$

Так как \mathbf{E}_{BT} содержит только одну составляющую $\mathbf{E}_\phi(r)$ ($\mathbf{E}_z=0$, $\mathbf{E}_r=0$), то в выражении (24) в цилиндрической системе координат

$$\begin{aligned} \text{rot } E_{\text{BT}} = & \left(\frac{1}{r} \frac{\partial E_x}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} \right) a_r + \\ & + \left(\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) a_\phi + \\ & + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial z} (r E_\phi) - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right) a_z. \end{aligned} \quad (25)$$

После интегрирования и сокращений на r получается

$$E_\phi = -j\omega \mu_0 H_{\text{BT}} r / 2 = -\frac{\mu_0 k^2}{2\mu\sigma} H_{\text{BT}} r. \quad (26)$$

где $k^2 = j\omega \sigma \mu$.

Так как напряженность \mathbf{H} , имеет только одну составляющую \mathbf{H}_z , т. е. $\mathbf{H}_s = H_z(r)$ ($H_\phi = 0$, $H_r = 0$), то в выражении для $\text{rot } \mathbf{H}$, в цилиндрических координатах

$$\begin{aligned} \text{rot } H_\ominus = & \left(\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} \right) a_r + \\ & + \left(\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) a_\phi + \\ & + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial z} (r H_\phi) - \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right) a_z. \end{aligned} \quad (27)$$

На рис. 6 цилиндрический экран помещен в ориентированное перпендикулярно оси z однородное поле напряженностью \mathbf{H}_n



Рис. 6. Цилиндрический экран в поперечном магнитном поле

Для того чтобы компенсировать внешнее поле, необходимо иметь протекающий в направлении оси z ток или направленную вдоль оси напряженность поля $E_z = E$. Этот ток возбуждает и во внешнем пространстве магнитное поле напряженностью $\mathbf{H}_{\text{пр}}$, которое накладывается на первое поле напряженностью $\mathbf{H}_{\text{вн}}$.

Вместо решения двумерного уравнения Лапласа сначала, пользуясь уравнением

$\mathbf{H} = \text{grad } \varphi_M$, определяем потенциальную функцию φ_M магнитного поля, продифференцировав которую, рассчитаем составляющие H_ϕ и H_r . Магнитный потенциал φ_M во внешнем пространстве является суперпозицией потенциала $\varphi_{\text{вн}}$ первоначального поля $H_{\text{вн}}$ и потенциала $\varphi_{\text{пр}}$ противодействующего магнитного поля $H_{\text{пр}}$: $\varphi_M = \varphi_{\text{вн}} + \varphi_{\text{пр}}$.

Для определения φ_M решаем уравнение Лапласа для скалярного потенциала в цилиндрических координатах

$$\Delta \varphi_M = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi_M}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_M}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \varphi_M}{\partial z^2} = 0. \quad (28)$$

Так как функция φ_M в направлении оси z постоянна, то (28) упрощается до

$$\Delta \varphi_M = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi_M}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_M}{\partial \phi^2} = 0. \quad (29)$$

или

$$\Delta \varphi_M = \frac{\partial^2 \varphi_M}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_M}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_M}{\partial \phi^2} = 0. \quad (30)$$

Это дифференциальное уравнение в частных производных решаем путем замены переменных. Значение потенциала φ_M на большом расстоянии от экрана должно стремиться к значению потенциала $\varphi_{\text{вн}}$, то есть $\lim_{r \rightarrow \infty} \varphi_M = \varphi_{\text{вн}} = H_{\text{вн}} y$

$$H_r = \frac{\partial \varphi_M}{\partial r} = H_{\text{вн}} \left[1 - \frac{(r_0 + d)^2 R}{r^2} \right] \sin \phi, \quad (31)$$

$$H_\phi = \frac{\partial \varphi_M}{\partial r \phi} = H_{\text{вн}} \left[1 - \frac{(r_0 + d)^2 R}{r^2} \right] \cos \phi. \quad (32)$$

В этих уравнениях присутствует, как и прежде, еще неизвестная постоянная интегрирования R . Она определяется из условий непрерывности.

Решение уравнений Лапласа для внутреннего пространства (при $r < r_0$; $\sigma = 0$, $k=0$) приводит к почти таким результатам, что и для внешнего, (31) и (32), причем значение $H_{\text{вн}}$ должно оставаться конечным. Это означает, что члены, содержащиеся в знаменателе r_2 , исчезают. Хотя теперь можно получить отношение напряженностей внешнего и внутреннего полей, коэффициент экранирования содержит неизвестную R и сам себя определяет. Для решения этой задачи сначала определяем напряженность электриче-

ского поля в стенке экрана и, пользуясь законом индукции, рассчитываем напряженность магнитного поля, а затем приравняем друг другу его касательные составляющие на обеих граничных поверхностях стенки экрана.

При $\mu_r = 1$ (немагнитный экран) и высоких частотах $1/K \rightarrow 0$ и коэффициент экранирования равен коэффициенту экранирования цилиндра в продольном поле. Магнитное экранирование магнитостатических полей вследствие $\mu_r = 1$ отсутствует. При высоких частотах на внешней поверхности экрана H_r исчезает, то есть поле из экрана вытесняется во внешнее пространство.

При $\mu_r \gg 1$ (ферромагнитный экран), постоянном поле или низких частотах магнитные линии в стенке экрана преломляются, что, однако, приводит к заметному магнитостатическому экранированию только при толстостенных экранах и малых диаметрах экрана. Учитывая коэффициент обратного влияния R , можно показать, что магнитное поле при $r = r_0 + d$ имеет только одну r -составляющую. Это значит, что линии магнитного поля входят в стенку экрана под прямым углом. При высоких частотах или малой глубине проникновения ($\delta \ll d$) этот эффект исчезает и поле распространяется во внешнем пространстве как при немагнитном экране.

На рис. 7 цилиндрический экран находится в электромагнитном поле, а вектор напряженности падающего поля \mathbf{E}_n направлен параллельно оси цилиндра.

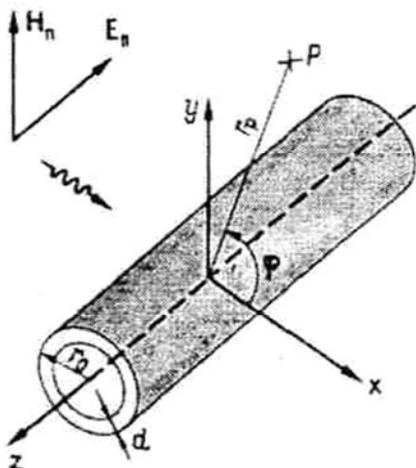


Рис. 7. Цилиндрический экран ($\mu = 1$) в электромагнитном поле

В то время как в рассмотренном выше квазистатическом случае возникало только магнитное противодействующее поле напряженностью $\mathbf{H}_{пр}$, в данном случае возникает также заметное электрическое противодействующее

поле напряженностью $\mathbf{E}_{пр}$. Благодаря пренебрежению токами смещения считалось $\text{rot } \mathbf{H} = 0$, что позволяло магнитные составляющие напряженности поля H_r и H_ϕ определить из скалярного потенциала φ_m . При учете токов смещения $\text{rot } \mathbf{H} = j\omega \epsilon_0 \mathbf{E}$ напряженности поля во внутреннем и внешнем пространстве падающей и отраженной волн должны определяться из волновых уравнений

$$\Delta H = (j\omega)^2 \epsilon \mu H \text{ и } \Delta E = (j\omega)^2 \epsilon \mu E. \quad (33)$$

или

$$\Delta H = -k_0^2 H \text{ и } \Delta E = -k_0^2 E. \quad (34)$$

Поле помех обычно является монохроматической плоской волной, описываемой волновыми уравнениями

$$\begin{aligned} \Delta H_{ПП} + k_0^2 H_{ПП} &= 0; \\ \Delta E_{ПП} + k_0^2 E_{ПП} &= 0, \end{aligned} \quad (35)$$

которые в декартовой системе координат имеют следующие решения (далее отказываемся от жирного шрифта)

$$\begin{aligned} H_{ПП} &= H_{ВШ} e^{-jk_0 x}; \\ E_{ПП} &= E_{ВШ} e^{-jk_0 x}, \end{aligned} \quad (36)$$

где $H_{вш}$ - волновая амплитуда напряженности магнитного поля в отсутствие экранирования; $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ - волновое сопротивление свободного пространства.

Волновые уравнения в декартовой системе координат (35) можно представить в полярной системе координат:

$$\begin{aligned} H_{ПП} &= H_{ВШ} e^{-jk_0 x \cos \phi}; \\ E_{ПП} &= -Z_{0ВШ} e^{-jk_0 x \cos \phi}, \end{aligned} \quad (37)$$

Общепринято решать волновые уравнения в декартовой системе координат, а представлять исключительно в полярной системе. Однако, чтобы иметь возможность в полной мере использовать условие непрерывности напряженности на цилиндрической поверхности, необходимо решение волнового уравнения в цилиндрических координатах, которые известны как так называемые цилиндрические функции. Напряженность электрического поля можно определить после аппроксимации экспоненциальных функций коэффициентов в виде ряда Фурье:

$$E_{\text{ПР}} = -Z_0 H_{\text{ВШ}} \left[J_0(k_0 r) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n J_n(k_0 r) \cos n\phi \right] \quad (38)$$

В этом уравнении J_0 и J_n - Бесселевы функции нулевого и n -го порядка.

Напряженность поля электромагнитной волны при ($r > r_0$), излучаемой цилиндром (в данном случае отраженной волны) $E_{\text{ПР}}$, описывается выражением:

$$E_{\text{ПР}} = -Z_0 H_{\text{ВШ}} \left[b_0 H_0^{(2)}(k_0 r) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n b_n H_n^{(2)}(k_0 r) \cos n\phi \right] \quad (39)$$

В отличие от (38) вместо функции Бесселя J_n здесь используются функции Ганкеля второго рода $H_n^{(2)}$, которые описывают излучение волны. На поверхности экрана $r = r_0$ из хорошего проводника падающая и отраженная волны одинаковы, то есть $E_{\text{ВШ}}(r_0) = -E_{\text{ПР}}(r_0)$. Неизвестные коэффициенты в (39) можно получить путем сравнения коэффициентов в выражениях (38) и (39) при $r = r_0$. Отсюда следует

$$b_n = J_n(k_0 r_0) / H_n^{(2)}(k_0 r_0). \quad (40)$$

Подставив коэффициенты b_n в (39), можно получить выражение для напряженности результирующего поля в наружном пространстве

$$E = Z_0 H_{\text{ВШ}} \left[\frac{J_0(k_0 r_0)}{H_n^{(2)}(k_0 r_0)} H_n^{(2)}(k_0 r) - J_n(k_0 r) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n \left\{ \frac{J_0(k_0 r_0)}{H_n^{(2)}(k_0 r_0)} H_n^{(2)}(k_0 r) - J_n(k_0 r) \right\} \cos n\phi \right] \quad (41)$$

Напряженность магнитного поля во внешнем пространстве определяется из (41). Так как напряженность E имеет только одну составляющую по оси z , т.е. $E = E_z(r, \phi)$, то

$$\begin{aligned} \text{rot} E &= -j\omega\mu_0 H; \quad \frac{\partial E}{\partial r} = j\omega\mu_0 H_\phi \text{ и} \\ \frac{\partial E}{r\partial\phi} &= j\omega\mu_0 H_r; \quad H_\phi = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E}{r\partial r}, \\ H_\phi &= jH_{\text{ВШ}} \left[J_0'(k_0 r) - \frac{J_0(k_0 r_0)}{H_0^{(2)}(k_0 r_0)} H_0^{(2)'}(k_0 r) + \right. \\ &\left. + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n \left\{ J_n'(k_0 r) - \frac{J_n(k_0 r_0)}{H_n^{(2)}(k_0 r_0)} H_n^{(2)'}(k_0 r) \right\} \cos n\phi \right] \quad (42) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_r &= -\frac{1}{j\omega\mu_0 r} \frac{\partial E}{\partial\phi} = 2 \frac{jH_{\text{ВШ}}}{k_0 r} \times \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} n(-j)^n \cdot \left[J_n(k_0 r) - \frac{J_n(k_0 r_0)}{H_n^{(2)}(k_0 r_0)} H_n^{(2)}(k_0 r) \right] \sin n\phi \quad (43) \end{aligned}$$

Здесь $k_0^{-1} = Z_0 / \omega\mu_0$.

Приведенными уравнениями дается полное описание результирующего поля во внешнем пространстве: напряженности электрического поля - уравнением (41), а магнитного поля - уравнениями (41) и (43).

При ($r_0 \geq r \geq r_0 - d$). Из (42) можно получить выражение для касательной составляющей напряженности магнитного поля на внешней поверхности экрана $r = r_0$

$$\begin{aligned} H_\phi(r_0) &= jH_{\text{ВШ}} \left[\frac{J_0'(k_0 r_0) H_0^{(2)'}(k_0 r_0)}{H_0^{(2)}(k_0 r_0)} - \right. \\ &\left. - \frac{H_0(k_0 r_0)}{H_0(k_0 r_0)} H_0^{(2)'}(k_0 r_0) \right] + \\ &+ jH_{\text{ВШ}} \left\{ 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n \left[\frac{J_n'(k_0 r_0) H_n^{(2)'}(k_0 r_0)}{H_n^{(2)}(k_0 r_0)} - \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{H_n(k_0 r_0)}{H_n(k_0 r_0)} H_n^{(2)'}(k_0 r_0) \right] \cos n\phi \right\} \quad (44) \end{aligned}$$

Так как между функциями Ганкеля и Бесселя существует зависимость

$$H_\phi(r_0) = \frac{2H_{\text{ВШ}}}{\pi k_0 r_0} \left[\frac{1}{H_0^{(2)}(k_0 r_0)} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n \frac{1}{H_n^{(2)}(k_0 r_0)} \cos n\phi \right] \quad (45)$$

При $r_0 \gg d$ применительно к стенке экрана решается плоская задача. Из уравнения диффузии

$$\frac{\partial^2 H_\phi}{\partial r^2} = k^2 H_\phi \quad (46)$$

и граничных условий для $H_\phi(r_0)$ в соответствии с (46), а так же учитывая, что $H_\phi(r_0 - d) = 0$, определяется H_ϕ внутри стенки экрана

$$H_\phi = \frac{\text{shr}[(d - r_0) + r]}{\text{sh}kd} H_\phi(r_0). \quad (47)$$

По закону полного тока $\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ рассчитывается напряженность электрического поля на

внутренней поверхности с учетом известного значения H_ϕ

$$E_Z = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_\phi}{\partial r} = \frac{1}{\sigma} \frac{kchk[(d-r_0)+r]}{shkd} H_\phi(r_0), \quad (48)$$

и при $r = r_0 - d$

$$E_Z = E_Z(r_0 - d) = \frac{k}{\sigma shkd} H_\phi(r_0) = \frac{j\omega\mu_0 r_0}{2} QH_\phi(r_0), \quad (49)$$

где $Q = 2/(kr_0 shkd)$ (для больших значений d).

$$E_Z(r_0 - d) = \frac{jQZ_0 H_{ВШ}}{\pi} \left[\frac{1}{H_0^2(k_0 r_0)} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n \frac{1}{H_n^2(k_0 r_0)} \cos n\phi \right]. \quad (50)$$

После этого рассчитывается E_z во внутреннем пространстве и приравнивается этот результат к результату решения (50) при $r = r_0 - d$.

При $r < r_0 - d$ во внутреннем пространстве, так же как и во внешнем, напряженность электрического поля получаем как решение волнового уравнения $\Delta E = k_0^2 E = 0$

$$E = c_0 J_0(k_0 r) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-J)^n c_n J_n(k_0 r) \cos n\phi. \quad (51)$$

Из условия непрерывности и сравнения коэффициентов в (50) получаем уравнение для неизвестных коэффициентов

$$c_n = -\frac{JQZ_0 H_{ВШ}}{\pi H_n(k_0 r_0) J_n(k_0 r_0)}, \quad (52)$$

и для напряженности поля

$$E_{ВТ} = -\frac{j}{\pi} QZ_0 H_{ВШ} \left[\frac{J_0(k_0 r_0)}{H_0^{(2)}(k_0 r_0) J_0(k_0 r_0)} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n \frac{J_0(k_0 r_0)}{H_n^{(2)}(k_0 r_0) J_n(k_0 r_0)} \cos n\phi \right]. \quad (53)$$

Выражения для напряженности магнитного поля во внутреннем пространстве получаем, пользуясь (53) и законом индукции

$$\left(Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \right),$$

$$H_\phi = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E}{\partial r} = -\frac{1}{\pi} QH_{ВШ} \left[\frac{J_0'(k_0 r_0)}{H_0^{(2)}(k_0 r_0) J_0(k_0 r_0)} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-j)^n \frac{J_n'(k_0 r_0)}{H_n^{(2)}(k_0 r_0) J_n(k_0 r_0)} \cos n\phi \right], \quad (54)$$

а также

$$H_r = -\frac{1}{j\omega\mu_0 r} \frac{\partial E}{\partial \phi} = -\frac{2QH_{ВШ}}{\pi k_0 r} \times \sum_{n=1}^{\infty} n(-j)^n \frac{J_n(k_0 r_0)}{H_n^{(2)}(k_0 r_0) J_n(k_0 r_0)} \sin n\phi. \quad (55)$$

В цилиндрической системе координат вектор напряженности поля направлен по оси x ,

$$H_\phi(r=0, \phi=0) = \frac{j}{\pi} \frac{QH_{ВШ}}{H_1 J_1},$$

$$\frac{H_\phi(r=0)}{H_{ВШ}} = Q \frac{j}{\pi H_1 J_1}. \quad (56)$$

Коэффициент затухания для магнитной составляющей электромагнитной волны в соответствии с этим равен:

$$a_M = \ln \left| \frac{H_{ВШ}}{H_\phi(r=0)} \right| = \underbrace{-\ln|Q|}_{a_3} + \underbrace{\ln \pi |H_1 J_1|}_{\Delta a_M}. \quad (57)$$

Для квазистатического поля он состоит из a_3 и члена Δa_M , который учитывает волновую природу поля. Зависимости $\Delta a_M = f(r_0/\lambda_0)$ показаны на рис. 8.

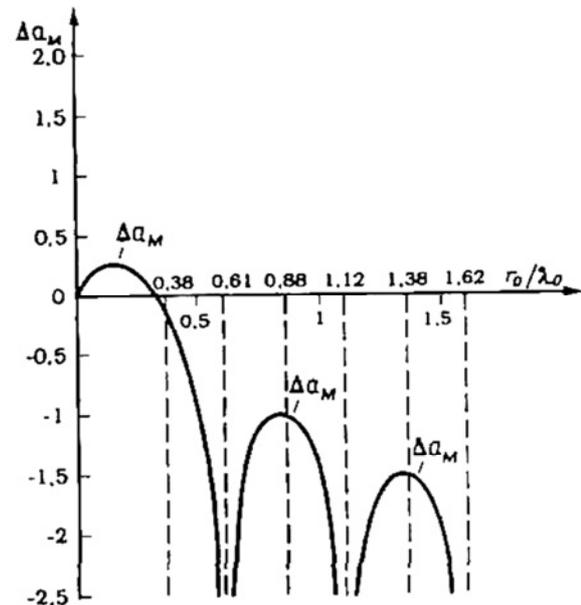


Рис. 8. Коэффициент противофазного затухания Δa_M магнитных волн $\mu = \mu_0$

При низких частотах и соответственно при больших длинах волн $\lambda_0 \gg r_0$ коэффициент затухания a_M равен a_3 ($\Delta a_M = 0$). С ростом частоты значения коэффициента Δa_M вначале возрастает, но затем начинает снижаться и становится отрицательным, а при определенных отношениях r_0/λ_0 экранирующее влияние сильно

уменьшается. Минимумы коэффициента затухания совпадают с размерами экрана, представляющего собой пустотелый резонатор, при которых имеют место резонансы. Вблизи резонансных размеров экран, однако, не совсем перестает экранировать.

Коэффициент затухания напряженности электрического поля электромагнитной волны

$$a_{эл} = \ln \left| \frac{Z_0 H_{ВШ}}{E(r=0)} \right| = \ln \left| \frac{\pi H_0 J_0}{Q} \right| = \underbrace{-\ln |Q|}_{a_э} + \underbrace{\ln \pi |H_1 J_1|}_{\Delta a_M} \quad (59)$$

В этом случае коэффициент затухания состоит из коэффициента квазистатического поля с прибавлением члена $\Delta a_{эл}$ который учитывает волновую природу поля (рис. 9).

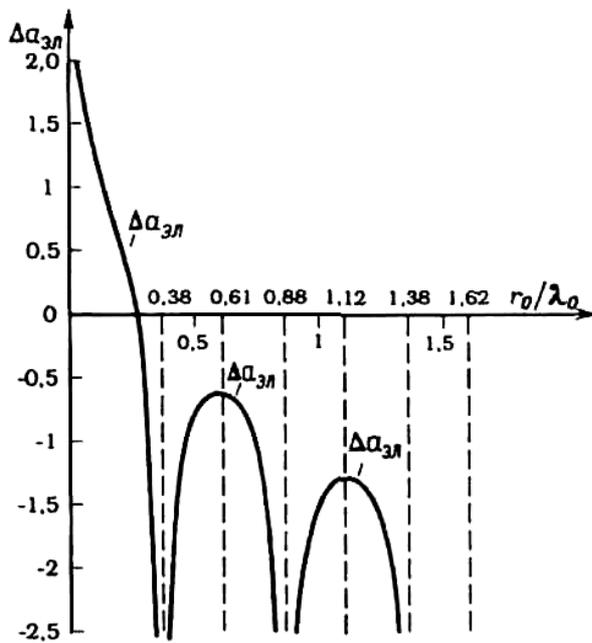


Рис. 9. Коэффициент противофазного затухания $\Delta a_{эл}$ электромагнитных волн ($\mu = \mu_0$)

При низких частотах и соответственно больших длинах волн $\lambda_0 \gg r_0$ коэффициент затухания a_M стремится к бесконечности, так как при $f = 0$ коэффициент $\Delta a_{эл}$ (идеальная клетка Фарадея). С увеличением частоты коэффициент затухания уменьшается, так как перемещение зарядов при смене полярности поля запаздывает, и полная компенсация внутри экрана становится невозможной. Для определенных дискретных частот и для электрического поля наступают резонансные явления, что приводит к прозрачности экрана.

Аналогичным образом, как и для цилиндрических экранов, рассчитываются коэффициенты затухания для квазистатических полей и для электромагнитных волн, пользуясь сфериче-

ской системой координат и соответствующими сферическими функциями (решение волновых уравнений проводится в сферических координатах). Приведем лишь результаты расчетов.

Квазистатическое магнитное поле имеет коэффициенты

$$Q = \frac{1}{chkd + \frac{1}{3} \left(K + \frac{2}{K} \right) shkd}; \quad (60)$$

$$a_э = -\ln |Q| = \ln \left| chkd + \frac{1}{3} \left(K + \frac{2}{K} \right) shkd \right|.$$

Электромагнитное поле имеет коэффициент затухания напряженности магнитного поля

$$a_M = \underbrace{-\ln |Q|}_{a_э} + \underbrace{\ln \frac{3\sqrt{1+(k_0 r_0)^2} (\sin k_0 r_0 - k_0 r_0 \cos k_0 r_0)}{(k_0 r_0)^3}}_{\Delta a_M} \quad (61)$$

Коэффициент затухания напряженности электрического поля

$$a_{эл} = \underbrace{-\ln |Q|}_{a_э} + \underbrace{\ln \frac{3\sqrt{1-(k_0 r_0)^2 + (k_0 r_0)^4} [(k_0 r_0)^2 - 1] \sin k_0 r_0 - k_0 r_0 \cos k_0 r_0}{(k_0 r_0)^5}}_{\Delta a_{эл}} \quad (62)$$

Для составляющих Δa_M и $\Delta a_{эл}$ сферического экрана получаются качественно такие же зависимости, что и для цилиндрического, однако положения резонансов вследствие другой конфигурации сдвинуты в сторону больших размеров.

На рис.10 для кабины с длиной сторон 2 м рассчитаны и графически представлены кривые затухания.

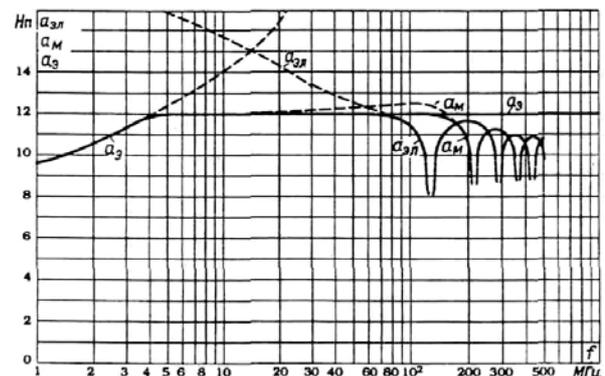


Рис. 10. Коэффициенты затухания измерительной кабины с длиной ребра 2 м и толщине экрана из медной фольги 0,1 мм

Следует заметить, что сферические экраны на практике встречаются очень редко, значительно чаще возникает вопрос, как можно рассчитать экранирующее действие прямоугольной экранирующей кабины. Принимая во внимание значи-

тельные трудности, не следует пытаться точно аналитически рассчитать коэффициент затухания полей в прямоугольной кабине, а заменить ее сферой, радиус которой r_0 равен половине длины ребра кабины. Из-за краевого эффекта экранирующее действие вблизи углов кабины меньше, так как ток в стенке экрана должен проходить больший путь, что обуславливает большое активное и индуктивное падение напряжения вдоль стенки. Краевой эффект можно сгладить закруглением углов и увеличением толщины стенки вблизи углов.

Коэффициент затухания a , для квазистатических магнитных полей теоретически достигает больших значений, однако практически из-за наличия дверных зазоров, решетчатых вентиляционных окон, подвода питания и т. д. он ограничен.

Методика расчета коэффициента экранирования многослойных цилиндрических и плоских ферромагнитных (магнитоэлектрических) экранов в линейном приближении основана на рекуррентных соотношениях, позволяющих рассчитывать индукцию магнитного поля в области за экраном для произвольного числа слоев экрана. Многослойные цилиндрические экраны обеспечивают более высокий коэффициент экранирования, чем однослойные равной с ними толщины при практически очень незначительном увеличении массы и габаритов. Цилиндрические экраны являются более эффективными, чем плоские. Плоские многослойные и однослойные равной с ними толщины экраны обеспечивают практически одинаковый коэффициент экранирования.

Принципы численного расчета ферромагнитного экрана сложной формы основаны на том, что экран представляется в виде набора дискретных элементов. Размеры и положение каждого элемента определяются исходя из условия минимизации энергии магнитного поля в заданном объеме (экранируемой области), благодаря чему появляется возможность синтезировать экран сложной формы. Метод синтеза активных экранов, основанный на градиентных методах решения экстремальных задач, позволяет рассчитывать геометрические размеры и положение в пространстве осесимметричных экранирующих катушек с прямоугольным поперечным сечением

для сверхпроводящей катушки аналогичной геометрии при условии обеспечения заданной энергоемкости всей системы.

Определены направления численного моделирования и проведена разработка нелинейных численных моделей, позволяющих анализировать взаимодействие источников электромагнитных полей традиционного и сверхпроводящего электрооборудования при условии неограниченной области распространения магнитного поля и отсутствия симметрии распределения поля в пространстве. Для определения влияния электромагнитных полей на интегральные параметры традиционного и сверхпроводящего электрооборудования разработан алгоритм и пакет прикладных программ. Проведены исследования и обоснование параметров и размеров сверхпроводниковых индуктивных реакторов сглаживающих фильтров тяговых подстанций, при которых минимизируется объем занимаемого пространства и обеспечивается наилучшее использование сверхпроводникового материала при заданной энергоемкости.

Полученные результаты исследования можно рассматривать как основы научного направления, связанного с вопросами электромагнитной совместимости силового сверхпроводникового и традиционного электрооборудования тягового электроснабжения и перспективных транспортных средств.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. М.П. Бадер. Электромагнитная совместимость. Учебник для вузов. - М.: Транспорт, 2002 г., 640 с.

Ключевые слова: электромагнитная совместимость, сверхпроводимость, система электроснабжения, тяга, экранирование.

Ключові слова: електромагнітна сумісність, надпровідність, система електропостачання, тяга, екранування.

Keywords: electromagnetic compatibility, superconductivity, power supply system, traction, screening.