

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Потоки энергии при интерференции электромагнитных волн

С.А. Афанасьев, Д.И. Семенцов

Приведены выражения для интерференционного потока (ИП) энергии активных и реактивных компонент полей однонаправленных и встречных волн с произвольной структурой электромагнитного поля. Анализируются условия формирования ИП и его роль в процессах переноса энергии на примере плоских однородных волн в поглощающей среде, направляемых мод планарного волновода и в системе излучающих диполей. Обсуждается возможность использования ИП для управления процессами излучения, переноса и диссипации электромагнитной энергии. Показано, что ИП волн от двух когерентных источников содержит две взаимосвязанные составляющие, которые управляют различными энергетическими процессами.

PACS numbers: 41.20.Jb, 42.25.Bs, 42.25.Hz

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804b.0377

Содержание

1. Введение (377).
 2. Интерференционные потоки активных и реактивных компонент волновых полей (378).
 3. Интерференционные потоки однонаправленных и встречных волн (378).
 4. Интерференция встречных волн в плоскопараллельном слое (380).
 5. Интерференционные эффекты в системе излучающих диполей (381).
 6. Заключение (383).
- Список литературы (383).

1. Введение

С энергетической точки зрения суть явления интерференции состоит в том, что результирующая интенсивность двух когерентных волн в области их перекрытия отличается от суммы интенсивностей исходных волн. Вектор средней плотности потока энергии двух монохроматических когерентных волн может быть представлен в виде

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_{\text{int}}, \quad \mathbf{S}_j = \tau \operatorname{Re}(\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_j^*),$$

$$\mathbf{S}_{\text{int}} = \tau \operatorname{Re}[(\mathbf{e}_1 \times \mathbf{h}_2^*) + (\mathbf{e}_2 \times \mathbf{h}_1^*)], \quad (1)$$

где $\mathbf{S}_j$ — потоки энергии каждой из одиночных волн ($j = 1, 2$), $\mathbf{S}_{\text{int}}$ — интерференционный поток (ИП), $\tau = c/8\pi$, c — скорость света в вакууме, $\mathbf{e}_j$ и $\mathbf{h}_j$ — комп-

лексные напряженности соответственно электрического и магнитного полей. Формирование ИП является фундаментальным признаком, объединяющим разные проявления интерференции. Так, в основе двух различных явлений — туннелирования электромагнитной энергии через тонкий слой вещества при падении волны под углом, превышающим критический угол полного внутреннего отражения, и безызлучательного переноса энергии между атомами среды — лежит формирование ИП реактивных компонент электромагнитного поля. Поведение ИП может сильно отличаться от поведения потоков одиночных волн, в частности, ИП может существовать даже в случае, когда перенос энергии одиночной волной невозможен (например, при туннелировании электромагнитных волн [1–3]).

Впервые особая роль ИП в процессах переноса энергии была отмечена в работах [4–6], посвященных изучению баланса энергии при падении света на границу двух полубесконечных сред, когда хотя бы одна из них является поглощающей. Эксперименты по наблюдению интерференции встречных волн (ИВВ) оптического и сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона в тонких металлических пленках описаны в [7–9], где установлено, что при ИВВ в поглощающих средах возникает незатухающий ИП реактивных компонент волновых полей, величина которого осциллирует в направлении затухания исходных волн. Подобное поведение ИП имеет место не только в поглощающих, но и в усиливающих средах [10], а в общем случае — в диспергирующих средах с комплексным показателем преломления [10–14]. Дальнейший анализ показал, что для направляемых неоднородных волн в различного рода волноводных структурах осциллирующий ИП может порождаться не только реактивными, но и активными компонентами волновых полей, причем не только для встречных, но и для однонаправленных волн [15, 16].

Особый прикладной интерес представляет ситуация, при которой амплитуду и фазу одной из волн можно

С.А. Афанасьев, Д.И. Семенцов.

Ульяновский государственный университет,
ул. Толстого 42, 432970 Ульяновск, Российская Федерация
Тел. (8422) 41-20-88. Факс (8422) 41-23-40
E-mail: asa_gpe@mail.ru; sementsovdi@mail.ru

Статья поступила 24 октября 2007 г.,
после доработки 27 декабря 2007 г.

изменять независимо от соответствующих характеристик второй волны и от параметров среды, в которой происходит интерференция. При этом, изменяя разность фаз исходных волн в точке наблюдения, можно управлять как величиной, так и направлением интерференционного и полного потоков энергии. Идея использования ИП для управления процессами переноса и диссипации энергии электромагнитного излучения получила развитие в работах [7–14, 17–20], где исследовалась ИВВ в случае падения двух когерентных волн на противоположные стороны плоскопараллельного слоя (пленки) или же плоскостной структуры.

Одно из важных и интересных проявлений интерференции электромагнитных волн представляют собой интерференционные явления в ближней зоне излучения системы излучателей этих волн. Характерные особенности таких явлений и возникающие при этом полезные эффекты рассматривались для пассивного электрического диполя в поле падающей на него плоской волны [21, 22] и для системы из двух или нескольких элементарных дипольных излучателей [23–25].

В настоящей статье на примере отмеченных проявлений интерференции в различных физических ситуациях рассматриваются с единых позиций вопросы, связанные с выяснением физической природы и условий существования ИП и его роли в процессах переноса и диссипации энергии электромагнитных волн.

2. Интерференционные потоки активных и реактивных компонент волновых полей

В отличие от активных компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей одиночной электромагнитной волны, между которыми отсутствует фазовый сдвиг, реактивные компоненты, фазовый сдвиг между которыми составляет $\pi/2$, не дают вклада в интенсивность волны. Однако при пространственном наложении двух или более когерентных волн реактивные компоненты полей могут порождать ИП в направлениях, в которых для одиночной волны перенос энергии отсутствует. Ниже приводятся общие выражения для потоков энергии при интерференции активных и реактивных компонент полей двух когерентных волн.

Рассмотрим две монохроматические электромагнитные волны с частотой ω , интерферирующие друг с другом. Поле каждой волны всегда содержит одну или несколько пар взаимосвязанных, перпендикулярных друг другу компонент напряженностей магнитного и электрического полей. Выделим одну такую пару компонент (h_1, e_1) первой волны и аналогичную пару коллинеарных им компонент (h_2, e_2) другой волны. Указанные поля можно записать в виде

$$\begin{aligned} h_j &= a_j \exp[i(\omega t + \chi_j)], \\ e_j &= Z_j a_j \exp[i(\omega t + \chi_j + \zeta)], \end{aligned} \quad (2)$$

где χ_j — зависящие от координат фазовые слагаемые, $j = 1, 2$, ζ — фазовый сдвиг между компонентами электрического и магнитного полей. Амплитудные коэффициенты a_j являются некоторыми функциями координат; импедансы Z_j представляют собой отношения амплитуд электрического и магнитного полей.

Согласно (1), выделенные компоненты волнового поля порождают составляющую вектора Пойнтинга в

направлении, перпендикулярном как электрическому, так и магнитному полю:

$$S = \tau \operatorname{Re} [(e_1 + e_2)(h_1 + h_2)^*]. \quad (3)$$

С учетом (2) выражение (3) приводится к виду

$$\begin{aligned} S &= \tau \left\{ [Z_1 a_1^2 + Z_2 a_2^2 + (Z_1 + Z_2) a_1 a_2 \cos \Delta\chi] \cos \zeta + \right. \\ &\quad \left. + (Z_1 - Z_2) a_1 a_2 \sin \Delta\chi \sin \zeta \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Delta\chi = \chi_2 - \chi_1$. Помимо слагаемых, связанных с каждой из волн, (4) содержит интерференционные слагаемые, пропорциональные произведению амплитуд $a_1 a_2$. В частном случае активных компонент ($\zeta = 0$) выражение (4) принимает вид

$$S_a = \tau [Z_1 a_1^2 + Z_2 a_2^2 + (Z_1 + Z_2) a_1 a_2 \cos \Delta\chi]. \quad (5)$$

Условием существования входящего сюда ИП является отличие от нуля суммы импедансов, $Z_1 \neq -Z_2$. Если же компоненты реактивны ($\zeta = \pm\pi/2$), то средний поток энергии является чисто интерференционным:

$$S_r = \pm \tau (Z_1 - Z_2) a_1 a_2 \sin \Delta\chi, \quad (6)$$

и отличным от нуля при $Z_1 \neq Z_2$. Соотношения (5) и (6) исчерпывают все возможные случаи фазовых соотношений между полями электромагнитной волны, поскольку при произвольном сдвиге фаз ζ электрическое поле в (2) может быть разложено на активную и реактивную по отношению к магнитному полю составляющие.

Таким образом, энергетические ИП могут порождаться как активными, так и реактивными составляющими волновых полей. Приведенные соотношения удобно использовать для анализа потоков энергии при интерференции однонаправленных и встречных волн с произвольной структурой волнового поля путем разложения этого поля на активные и реактивные компоненты.

3. Интерференционные потоки однонаправленных и встречных волн

Пусть две плоские, однородные и линейно поляризованные волны распространяются в неограниченной бездисперсной среде с эффективными комплексными материальными параметрами: магнитной $\mu = \mu' - i\mu''$ и диэлектрической $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ проницаемостями. Волны в такой среде характеризуются комплексным волновым числом $k = k_0(\varepsilon\mu)^{1/2} = k' - ik''$, где $k_0 = \omega/c$, а вещественные постоянная распространения k' и коэффициент затухания k'' определяются соотношениями

$$\begin{aligned} k' &= \frac{k_0}{\sqrt{2}} (|\varepsilon||\mu| + \varepsilon'\mu' - \varepsilon''\mu'')^{1/2}, \\ k'' &= \frac{k_0}{\sqrt{2}} (|\varepsilon||\mu| - \varepsilon'\mu' + \varepsilon''\mu'')^{1/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Комплексным является также и импеданс $Z = (\mu/\varepsilon)^{1/2} = Z' + iZ''$, где

$$\begin{aligned} Z' &= \frac{1}{|\varepsilon|\sqrt{2}} (|\varepsilon||\mu| + \varepsilon'\mu' + \varepsilon''\mu'')^{1/2}, \\ Z'' &= \frac{1}{|\varepsilon|\sqrt{2}} (|\varepsilon||\mu| - \varepsilon'\mu' - \varepsilon''\mu'')^{1/2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Соотношения (2) при этом описывают компоненты полей h_{jy} и e_{jx} волн, распространяющихся вдоль оси z . Будем считать, что в плоскости $z = 0$ волны имеют амплитуды A_j и начальные фазы φ_j . Представляя импеданс в виде $Z = |Z| \exp(i\zeta)$, видим, что электрические поля e_{jx} разлагаются на активную компоненту, пропорциональную $Z' = |Z| \cos \zeta$, и реактивную, пропорциональную $Z'' = |Z| \sin \zeta$.

Вначале предположим, что обе волны являются однонаправленными и распространяются в положительном направлении оси z . Тогда в (2) нужно положить $a_j = A_j \exp(-k''z)$, $Z_1 = Z_2 = |Z|$ и $\chi_j = -k'z + \varphi_j$. Для полного потока энергии вдоль оси z получим:

$$S_z = \tau Z' \exp(-2k''z)(A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta), \quad (9)$$

где $\delta = \varphi_2 - \varphi_1$. Видно, что в данном случае полный поток порождается только активными компонентами и включает в себя ИП, который затухает вдоль оси z так же, как и поток одиночной волны.

Теперь рассмотрим случай ИВВ. Полагая в (2) $a_j = \pm A_j \exp(\mp k''z)$, $Z_1 = -Z_2 = |Z|$ и $\chi_j = \mp k'z + \varphi_j$ (верхние знаки в "±" и "∓" относятся к прямой волне, а нижние — к встречной), полный поток представим в виде

$$S_z = \tau \{ Z' [A_1^2 \exp(-2k''z) - A_2^2 \exp(2k''z)] - 2Z'' A_1 A_2 \sin(2k'z + \delta) \}. \quad (10)$$

Здесь помимо "активных" потоков энергии одиночных волн присутствует незатухающий ИП реактивных компонент, который осциллирует в направлении оси z с пространственным периодом $\pi/k' = \lambda/2$, где λ — длина волны.

Для уяснения роли ИП в процессах переноса электромагнитной энергии необходимо рассмотреть его связь с другими энергетическими волновыми характеристиками. Запишем для случая встречных волн выражение для средней плотности w электромагнитной энергии двух волн:

$$\begin{aligned} w &= \frac{\varepsilon'}{16\pi} |e_1 + e_2|^2 + \frac{\mu'}{16\pi} |h_1 + h_2|^2 = \\ &= \frac{1}{16\pi} \{ (\varepsilon' |Z|^2 + \mu') [A_1^2 \exp(-2k''z) + A_2^2 \exp(2k''z)] + \\ &+ 2(\varepsilon' |Z|^2 - \mu') A_1 A_2 \cos(2k'z + \delta) \}, \end{aligned} \quad (11)$$

и выражение для тепловыделения P (средней по времени плотности мощности тепловых потерь):

$$\begin{aligned} P &= -\frac{dS_z}{dz} = \frac{\omega}{8\pi} \{ (\varepsilon'' |Z|^2 + \mu'') \times \\ &\times [A_1^2 \exp(-2k''z) + A_2^2 \exp(2k''z)] + \\ &+ 2(\varepsilon'' |Z|^2 - \mu'') A_1 A_2 \cos(2k'z + \delta) \}. \end{aligned} \quad (12)$$

Сравнивая (11) и (12), видим, что оба выражения содержат интерференционные слагаемые, изменяющиеся вдоль оси z по одинаковому закону. При этом интерференционные слагаемые плотности энергии электрического и магнитного полей осциллируют в противофазе: максимумы электрической энергии совпадают с минимумами магнитной и наоборот. В соответствии с этим вклады двух видов потерь (электрические и магнитные) входят в интерференционную составляющую теп-

ловыделения с противоположными знаками. В итоге интерференционные максимумы и минимумы тепловыделения приходятся на максимумы и минимумы либо электрической, либо магнитной плотности энергии, в зависимости от преобладающего вида потерь. При выполнении условия $\varepsilon'' |Z|^2 = \mu''$ интерференционная составляющая тепловыделения отсутствует.

Опираясь на соотношения (10)–(12), можно уяснить роль "реактивного" ИП в процессе распространения встречных волн в среде с потерями. Этот поток подводит энергию к областям ее повышенного расхода (т.е. к максимумам тепловыделения), отводя энергию от областей с ее меньшим потреблением (минимумы тепловыделения). Таким образом, ИП играет "перераспределительную" роль, регулируя распределение энергии в пределах пространственной "ячейки" длиной в полволны, и, следовательно, ИП связан с пространственными осцилляциями тепловыделения.

Представляют интерес два предельных случая ИВВ, соответствующие средам без потерь ($\mu'' = \varepsilon'' = 0$). Первый случай относится к средам с $\mu', \varepsilon' > 0$. В таких средах согласно (7) и (8) $k'' = 0$, $Z'' = 0$ и компоненты полей в (2) являются чисто активными, а в (10) сохраняются только потоки одиночных волн, являющиеся в данном случае незатухающими:

$$S_z = \tau Z' (A_1^2 - A_2^2). \quad (13)$$

При $A_1 = A_2$ имеем известный случай стоячей волны, для которой вообще отсутствует перенос энергии в среде.

Второй случай реализуется для сред с отрицательным значением одной из проницаемостей (например, $\varepsilon' < 0$, $\mu' > 0$). При этом из (7), (8) следует, что $k' = 0$, $Z' = 0$ и компоненты полей чисто реактивны. В этом случае в (10) отличен от нуля только ИП, величина которого не зависит от координаты z и определяется выражением

$$S_z = -2\tau Z'' A_1 A_2 \sin \delta. \quad (14)$$

Этот поток возникает при наложении двух электромагнитных колебаний, экспоненциально затухающих с коэффициентом затухания $k'' = k_0(|\varepsilon'| \mu')^{1/2}$ в противоположных направлениях, и осуществляет перенос энергии даже тогда, когда это невозможно для одиночного возмущения. Направление переноса энергии и величина ИП определяются значением разности фаз δ . Поток (14) тесно связан с интерференционной составляющей плотности энергии, определяемой выражением

$$w_{\text{int}} = -\frac{1}{4\pi} \mu' A_1 A_2 \cos \delta, \quad (15)$$

поскольку изменение ИП за счет возможного изменения δ сопровождается соответствующим изменением "запасаемой" в среде электромагнитной энергии.

Аналогичную природу имеет поток, осуществляющий перенос энергии при туннелировании электромагнитной волны [1, 3]. Отметим также явную аналогию выражения (14) с известным соотношением для "туннельного" сверхпроводящего тока в эффекте Джозефсона [26].

Рассмотрим теперь интерференцию неоднородных волн на примере мод ТМ-типа, распространяющихся в планарном волноводе с идеально проводящими граничными средами [16]. Для простоты будем считать, что волновод представляет собой плоский диэлектрический слой толщиной d с диэлектрической проницаемостью ε ,

ограниченный с обеих сторон идеальными проводниками (плоскости $x = 0$ и $x = d$). В данном случае поля волноводной моды порядка n , распространяющейся в направлении оси z , могут быть представлены следующим образом:

$$h_{yn} = A \cos q_n x \exp [i(\omega t - k_n z)], \quad (16)$$

$$e_{xn} = \frac{k_n}{k_0 \varepsilon} h_{yn}, \quad e_{zn} = \frac{i}{k_0 \varepsilon} \frac{\partial h_{yn}}{\partial x},$$

где $k_n = (k_0^2 \varepsilon \mu - q_n^2)^{1/2} = k'_n - i k''_n$ — модовая константа распространения, $q_n = \pi n/d$ — поперечное волновое число.

Не вдаваясь в детали анализа структуры потоков энергии волноводных мод, укажем лишь на ее отличия от таковой в рассмотренном выше случае однородных волн. Поток энергии, порождаемый полями вида (16), имеет две проекции — продольную S_z и поперечную S_x :

$$S_z = \tau \operatorname{Re}(e_x h_y^*); \quad S_x = -\tau \operatorname{Re}(e_z h_y^*). \quad (17)$$

При рассмотрении интерференции однонаправленных или встречных мод компоненты полей в (17) являются, как и в (3), суммой полей интерферирующих волн. Для мод одного порядка ($n_1 = n_2$) природа и свойства продольного потока те же, что и для однородных волн (появляется только зависимость от поперечной координаты x). Для мод различных порядков ($n_1 \neq n_2$) продольный ИП всегда включает в себя оба слагаемых — "активное" и "реактивное". Помимо затухания, эти потоки обладают одинаковой осциллирующей зависимостью от z : они изменяются по косинусоидальному закону с периодом $2\pi/|k'_1 - k'_2|$ для однонаправленных мод и периодом $2\pi/(k'_1 + k'_2)$ для встречных. Осцилляции отсутствуют только при $k'_1 = k'_2 = 0$, т.е. при чисто мнимых константах распространения (например, для затухающих мод в области отсечки). Отметим, что осцилляции ИП для мод различных индексов имеют место и в отсутствие потерь. Затухание ИП для однонаправленных мод определяется суммой мнимых частей констант распространения, а для встречных мод — их разностью.

Что касается поперечного потока S_x , то для одиночной моды он появляется только при наличии потерь. В отсутствие потерь (вещественном ε) компоненты e_z и h_y , отвечающие за его образование, являются чисто реактивными и потока не создают. Возникающий при наличии диссипации поперечный поток, как и ИП встречных волн в (10), связан с пространственными осцилляциями тепловыделения (стоячая волна тепловыделения образуется в направлении оси x даже в случае распространения одиночной волноводной моды).

Если потери отсутствуют, то поперечный поток формируется только при интерференции различных мод (однонаправленных или встречных). Продольный и поперечный потоки возникают тогда совместно, и их осцилляции взаимосвязаны: максимумы и минимумы поперечного ИП расположены в сечениях, где продольный ИП обращается в нуль. При этом, как и в поглощающей среде, осциллирующие ИП участвуют в перераспределении энергии электромагнитного поля. Анализ показывает, что осцилляциям продольного потока соответствуют осцилляции плотности электромагнитной энергии в зависимости от z . Изменение плотности

энергии вдоль оси z связано с ее перераспределением по сечению волноводной структуры, которое происходит благодаря наличию поперечной составляющей ИП.

4. Интерференция встречных волн в плоскопараллельном слое

Модель среды, неограниченной в направлении распространения, на практике может быть использована для изучения ИВВ лишь при малом затухании. Поэтому большинство теоретических работ по ИВВ и практически все экспериментальные работы посвящены исследованию этого явления в случае нормального или наклонного падения двух волн из вакуума или какой-либо прозрачной среды на достаточно тонкий слой исследуемого материала. При этом эффекты ИВВ внутри слоя проявляют себя лишь косвенно, поскольку в опытах измеряются интенсивности волн, уходящих от слоя в окружающую прозрачную среду. Данная схема была реализована в [27–29] с помощью интерферометра Маха – Цендера; на ее основе были разработаны методики определения оптических констант тонких пленок. В последующих работах [7–20] по исследованию ИВВ в плоскостойких структурах было показано, что наличие ИП в составе полного потока энергии приводит к появлению ряда особых, практически важных интерференционных эффектов.

Пусть на противоположные поверхности плоскостойкой структуры толщиной d (в простейшем случае — одиночного плоскопараллельного слоя) падают из вакуума под одинаковым углом θ две плоские однородные когерентные волны с одинаковой линейной s - или p -поляризацией, имеющие амплитуды A_j и начальные фазы φ_j (рис. 1). Потоки энергии падающих волн $S_{0j} = \tau A_j^2$. От поверхностей слоя при этом уходят потоки энергии S_j , образованные двумя однонаправленными волнами: отраженной от слоя и прошедшей через слой:

$$S_1 = S_{11} + S_{12} + S_{1\text{int}} = \tau [R A_1^2 + T A_2^2 + I A_1 A_2 \cos(\delta - \Delta)], \quad (18)$$

$$S_2 = S_{21} + S_{22} + S_{2\text{int}} = \tau [T A_1^2 + R A_2^2 + I A_1 A_2 \cos(\delta + \Delta)].$$

Здесь R и T — энергетические коэффициенты отражения и прохождения для волн соответствующей поляризации, зависящие от угла падения и параметров структуры [30]; $\Delta = \xi_R - \xi_T$ — разность фаз, приобретаемых волнами

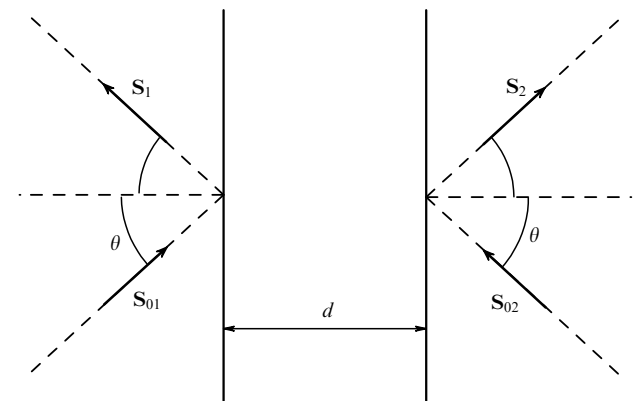


Рис. 1. Схема потоков энергии при интерференции встречных волн в плоскопараллельном слое.

при отражении (ξ_R) и прохождении через слой (ξ_T); $\delta = \varphi_2 - \varphi_1 + k_0 d$ — разность фаз падающих волн на поверхностях слоя.

Коэффициент интерференционной прозрачности $I = 2(RT)^{1/2}$ определяет "амплитудные" значения ИП $S_{j\text{int}}$, входящих в состав потоков (18). Значение I максимально при $R = T$ (т.е. для "полупрозрачного" слоя) и достигает единицы при отсутствии поглощения. Наличие ИП в составе уходящих от слоя потоков позволяет реализовать, например, модуляцию потоков S_j за счет изменения разности фаз δ при изменении глубины модуляции m , определяемой для потока S_1 выражением

$$m = \frac{S_{1\text{max}} - S_{1\text{min}}}{S_{1\text{max}} + S_{1\text{min}}} = \frac{IA_1A_2}{RA_1^2 + TA_2^2}. \quad (19)$$

При $A_1 = A_2$ для прозрачной структуры $m = I$ и, следовательно, m может достигать значения $m = 1$.

Возможно также усиление сигнала при прохождении через слой, характеризующее для волны с $j = 1$ коэффициентом

$$K = \frac{S_2}{S_{01}} = T + I \frac{A_2}{A_1} \cos(\delta + \Delta). \quad (20)$$

Здесь следует подчеркнуть, что при подаче на противоположную сторону слоя встречной когерентной "подсветки" прошедший сигнал оказывается усиленным не просто за счет добавления отраженного сигнала второй волны. При определенном подборе разности начальных фаз двух волн можно добиться увеличения прошедшего потока, т.е. пропускательной способности слоя для первой волны. При этом соответственно уменьшается отраженный сигнал первой волны и пропускательная способность второй. В частности, подача встречной когерентной подсветки с амплитудой $A_2 = A_1(R/T)^{1/2}$ при условии $\delta = \pi + \Delta$ обращает в нуль отраженный поток S_1 . Тогда вся энергия уходит от слоя в направлении потока S_2 и можно говорить о своеобразном просветлении слоя для волны с $j = 1$.

Для уточнения роли ИП в перераспределении энергии падающих волн представим соответствующие слагаемые в (18) следующим образом:

$$S_{j\text{int}} = f \cos \delta \pm g \sin \delta, \quad (21)$$

где $f = \tau IA_1A_2 \cos \Delta$, $g = \tau IA_1A_2 \sin \Delta$. При $\delta = 0, \pi$ потоки S_j с изменением δ увеличиваются или уменьшаются одновременно. Это объясняется тем, что слагаемые в (21), пропорциональные $\cos \delta$, связаны с изменением тепловыделения в слое (анализ показывает, что $\cos \Delta \neq 0$ только при наличии потерь). В свою очередь, слагаемые, пропорциональные $\sin \delta$, связаны с интерференционным перераспределением энергии между потоками S_1 и S_2 без изменения их суммарной величины.

Для характеристики интерференционного эффекта тепловыделения вводится коэффициент поглощения, определяемый как отношение поглощаемой слоем мощности к суммарной мощности двух падающих волн:

$$Q = 1 - \frac{S_1 + S_2}{S_{01} + S_{02}} = Q_0 - Q_{\text{int}}, \quad (22)$$

$$Q_0 = 1 - R - T; \quad Q_{\text{int}} = \frac{2IA_1A_2}{A_1^2 + A_2^2} \cos \Delta \cos \delta,$$

где Q_0 — коэффициент поглощения для одиночной волны, Q_{int} — дополнительная интерференционная составляющая тепловыделения. Значениям $\delta = 0, \pi$ соответствуют интерференционные максимумы и минимумы тепловыделения. Анализ показывает, что при наличии в слое только одного вида потерь (электрические или магнитные) минимальное значение тепловыделения оказывается на несколько порядков меньше Q_0 , т.е. возможен практически бездиссипативный перенос энергии через поглощающий слой. В то же время максимальная величина Q может приближаться к значению $Q = 1$ (например, для СВЧ-ферритов с высоким уровнем магнитных потерь в области ферромагнитного резонанса). От разности фаз δ существенно зависит также характер распределения тепловыделения по толщине поглощающего слоя.

Нормальное падение СВЧ-волн на противоположные стороны нагреваемого образца широко используется в технологиях нагрева и термообработки различных материалов [31, 32]. Интерференционные эффекты тепловыделения находят здесь применение для оптимизации работы СВЧ-установок, например для устранения неравномерности нагрева образцов.

Рассмотренные интерференционные эффекты подробно исследованы для прозрачных диэлектрических слоев [17], тонких металлических пленок [7–11] (в том числе для двухслойной структуры: поглощающая пленка на прозрачной подложке [20]), а также для магнитогиrotропных сред (СВЧ-ферриты) [13, 14, 18]. Добавим, что при этом возможно также управление поляризацией электромагнитных волн. Так, для ферритового слоя в СВЧ-диапазоне в результате своеобразного наложения магнито-оптических эффектов Фарадея и Керра возможно получение результирующих волн с произвольной эллиптической поляризацией [19].

5. Интерференционные эффекты в системе излучающих диполей

Излучатель электромагнитных волн в присутствии электромагнитного поля другого когерентного излучателя излучает или поглощает дополнительную энергию. Наиболее существенным интерференционным влиянием излучателей друг на друга становится в случае, когда они расположены в ближних зонах друг друга, где преобладают реактивные компоненты электромагнитных полей излучаемых волн. При их интерференции формируются ИП, играющие существенную роль в перераспределении энергии излучателей. В наиболее общей постановке задача об интерференции электромагнитных полей дипольных излучателей решена в [23, 25], где рассматривались потоки энергии излучения системы, состоящей из нескольких электрических или магнитных диполей, произвольно ориентированных в пространстве.

Рассмотрим два электрических диполя, расположенных в вакууме на расстоянии l друг от друга, дипольные моменты которых изменяются по гармоническому закону $p_j = p_{0j} \exp[i(\omega t + \varphi_j)]$, $j = 1, 2$. Пусть ψ — угол между направлениями дипольных моментов, γ_j — углы, которые образуют векторы дипольных моментов с отрезком прямой, их соединяющей (рис. 2). Компоненты векторов напряженности электрического и магнитного полей диполей в сферических координатах (r_j, θ_j, α_j)

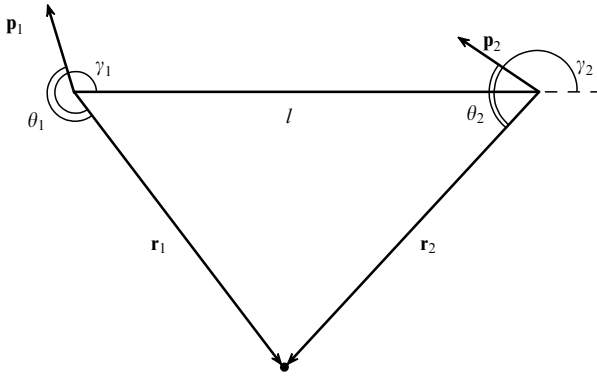


Рис. 2. Система двух произвольно ориентированных в пространстве дипольных излучателей.

даются выражениями:

$$\begin{aligned} E_{rj} &= 2p_0 \cos \theta_j \left(\frac{1}{r_j^3} + \frac{ik}{r_j^2} \right) \exp [i(\omega t - kr_j)], \\ E_{\theta j} &= p_0 \sin \theta_j \left(\frac{1}{r_j^3} + \frac{ik}{r_j^2} - \frac{k^2}{r_j} \right) \exp [i(\omega t - kr_j)], \\ H_{\phi j} &= ikp_0 \sin \theta_j \left(\frac{1}{r_j^2} + \frac{ik}{r_j} \right) \exp [i(\omega t - kr_j)], \\ E_{\phi j} &= H_{rj} = H_{\theta j} = 0, \end{aligned} \quad (23)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число.

Плотность полного потока энергии в произвольной точке пространства имеет вид (1), где S_j — потоки одиночных диполей, S_{int} — ИП пары диполей. В работе [25] получено выражение для ИП через произвольную замкнутую поверхность σ_j , внутри которой находится только диполь с индексом j :

$$\oint S_{\text{int}} d\sigma_j = F \cos \delta \pm G \sin \delta, \quad (24)$$

где $\delta = \varphi_2 - \varphi_1$ — разность начальных фаз колебаний дипольных моментов; здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} F &= \frac{\omega}{2l^3} p_1 p_2 (u \sin kl + v \cos kl), \\ G &= \frac{\omega}{2l^3} p_1 p_2 (u \cos kl - v \sin kl), \\ u &= (k^2 l^2 - 1)(\cos \psi + \cos \gamma_1 \cos \gamma_2) - 2 \cos \gamma_1 \cos \gamma_2, \\ v &= kl(\cos \psi + 3 \cos \gamma_1 \cos \gamma_2). \end{aligned}$$

Выражения (24) по виду совпадают с формулами (21) для ИП встречных волн, падающих на плоскослоистую структуру, более того, аналогичные слагаемые в этих выражениях имеют сходный физический смысл. Первое слагаемое в (24), пропорциональное $\cos \delta$, определяет интерференционное изменение мощности излучения каждого диполя в зависимости от δ , а второе слагаемое, пропорциональное $\sin \delta$, — интерференционную перекачку мощности от одного диполя к другому. Последний эффект в частном случае параллельно ориентированных диполей рассмотрен в [1], где на основе этого эффекта объясняется безызлучательный перенос энергии от возбужденного атома к невозбужденному.

Оба слагаемых в выражении для ИП системы двух диполей убывают с возрастанием l и являются существенными только при $l < \lambda$, когда диполи находятся в ближней зоне друг друга. При этом ИП может значительно превышать потоки излучения отдельных диполей [23]. Если рассмотреть замкнутую поверхность, охватывающую оба диполя и расположенную в дальней зоне излучения, то слагаемое потока через такую поверхность, пропорциональное $\sin \delta$, становится равным нулю в отличие от другого, которое определяет интерференционное изменение суммарной мощности, излучаемой системой диполей. Это изменение происходит за счет возбуждающего излучателя источника энергии (например, в случае передающей антенны — за счет изменения мощности передатчика).

В работах [23, 24] экспериментально и теоретически обоснована возможность передачи электромагнитной энергии только посредством ИП. Эффективность такой передачи увеличивается с понижением частоты, что актуально для снижения энергетических затрат при радиосвязи на длинных и сверхдлинных волнах. Предложены также электромагнитные интерференционные преобразователи [24] структуры электромагнитного поля излучаемых волн для перехода из одной моды в другую.

В литературе достаточно подробно обсуждался практически важный частный случай рассмотренной задачи — дипольный излучатель в поле падающей на него плоской волны (т.е. $l \rightarrow \infty$), — при котором происходит интерференция падающей плоской волны со сферической, излучаемой (или рассеиваемой) самим диполем [21–23]. Рассмотрим некоторые наблюдаемые в такой ситуации интерференционные эффекты, позволяющие повысить эффективность приема электромагнитных сигналов [23, 24].

Предположим, что в качестве приемника используется активно излучающая на частоте принимаемого сигнала дипольная антенна. Тогда поступающий на дипольный излучатель поток энергии включает в себя дополнительный ИП суммарного поля падающей волны и волны, излучаемой диполем. При этом возможно повышение мощности принимаемого антенной сигнала, характеризующее коэффициентом усиления

$$K = 1 + \eta \sin \delta, \quad (25)$$

где η — отношение дипольных моментов активной и пассивной антенн. Величина δ здесь имеет смысл разности начальных фаз колебаний диполя и внешнего поля в точке нахождения диполя. Коэффициент K аналогичен коэффициенту усиления сигнала (20) при ИВВ в плоскопараллельном слое.

Кроме того, в результате интерференции эффективное сечение поглощения приемной антенны превышает ее геометрическое сечение, достигая величины порядка квадрата длины волны принимаемого излучения. Интерференционная составляющая эффективного сечения поглощения, равная отношению поглощаемого диполем ИП к интенсивности падающей волны, имеет вид [23]

$$\sigma_{\text{int}} = \frac{kp_0}{E_0} \cos \psi \sin \delta, \quad (26)$$

где E_0 — амплитуда напряженности электрического поля падающей волны, ψ — угол между векторами $\mathbf{p}$ и $\mathbf{E}_0$.

Сечение поглощения активной антенны в определенном интервале значений δ может быть отрицательным (диполь излучает дополнительную энергию за счет интерференции с внешним полем).

Если наряду с полем принимаемого сигнала присутствует шумовое электромагнитное поле с хаотически изменяющейся начальной фазой, то тогда ввиду отсутствия интерференции излучаемой антенной волны с шумовым полем уровень принимаемой мощности для шумов в соответствии с (25) будет в K раз меньше. Таким образом, возможно существенное повышение отношения сигнал/шум на входе приемника и снижение порога чувствительности приема сигнала по сравнению с таковыми в случае приема на пассивную антенну.

6. Заключение

Наличие интерференционных составляющих потоков и характер их координатных зависимостей определяются свойствами среды, структурой волнового поля и фазовыми соотношениями между компонентами электрического и магнитного полей. Интерференционный поток в общем случае является осциллирующей функцией координаты, обеспечивая локальное перераспределение энергии электромагнитного поля в пределах пространственного периода осцилляций.

При интерференции волн от двух когерентных источников формируются ИП электромагнитной энергии, в составе которых в общем случае выделяются две взаимосвязанных составляющих. Одна из них, пропорциональная синусу разности фаз колебаний источников, позволяет осуществлять пространственное перераспределение интенсивности без изменения суммарной мощности, излучаемой источниками; как частный случай, интерференционное изменение мощности может быть связано с изменением запасаемой в среде ("реактивной") электромагнитной энергии волновых полей. Другая составляющая, пропорциональная косинусу разности фаз, обеспечивает интерференционное изменение суммарной мощности излучения. Последнее требует соответствующего изменения мощности сторонних источников энергии или же изменения внутренней энергии среды (например, мощности джоулевых потерь).

Ввиду универсальности явления интерференции волн описанные здесь закономерности должны проявляться или, по крайней мере, иметь аналогичные соответствия для волн другой, не электромагнитной, физической природы (акустических и спиновых волн, волн плотности вероятности в квантовой механике, волн бозе-конденсата куперовских электронных пар в сверхпроводниках и т.д.).

Список литературы

1. Колоколов А А, Скродский Г В *УФН* **162** (12) 165 (1992) [Kolokolov A A, Skrotskii G V *Sov. Phys. Usp.* **35** 1089 (1992)]
2. Шварцбург А Б *УФН* **177** 43 (2007) [Shvartsburg A B *Phys. Usp.* **50** 37 (2007)]
3. Бакрадзе Р В, Брандт Н Б, Толмачев В В, в сб. *Механика сплошной среды* (М.: ВЗПИ, 1984) с. 3
4. Fragstein C *Ann. Phys. VI* (Leipzig) **7** (6) 63 (1950)
5. Веремей В В, Горбунова Т А, Пуговкин Л В *Оптика и спектроскоп.* **44** 345 (1978) [Veremei V V, Gorbunova T A, Pugovkin L V *Opt. Spectrosc.* **44** 200 (1978)]
6. Минков И М *Оптика и спектроскоп.* **58** 466 (1985) [Minkov I M *Opt. Spectrosc.* **52** 280 (1985)]
7. Сидоренков В В, Толмачев В В *Письма в ЖТФ* **15** (21) 34 (1989) [Sidorenkov V V, Tolmachev V V *Sov. Tech. Phys. Lett.* **15** 844 (1989)]
8. Сидоренков В В, Толмачев В В *Письма в ЖТФ* **16** (3) 20; (20) 5 (1990) [Sidorenkov V V, Tolmachev V V *Sov. Tech. Phys. Lett.* **16** 91, 767 (1990)]
9. Толмачев В В, Савичев В В, Сидоренков В В *Вест. МГТУ. Сер. Приборостроение* (1) 125 (1990)
10. Sementsov D I, Efimov V V *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 1225 (1995)
11. Ефимов В В, Семенов Д И *ЖТФ* **65** (10) 184 (1995) [Efimov V V, Sementsov D I *Tech. Phys.* **40** 1076 (1995)]
12. Ефимов В В, Семенов Д И *ЖТФ* **67** (2) 118 (1997) [Efimov V V, Sementsov D I *Tech. Phys.* **42** 227 (1997)]
13. Афанасьев С А, Семенов Д И *Изв. вузов. Радиофизика* **38** 1124 (1995) [Afanas'ev S A, Sementsov D I *Radiophys. Quantum Electron.* **38** 731 (1995)]
14. Афанасьев С А, Семенов Д И *ЖТФ* **67** (10) 77 (1997) [Afanas'ev S A, Sementsov D I *Tech. Phys.* **42** 1181 (1997)]
15. Кузнецов Ю Н, Семенов Д И *Оптика и спектроскоп.* **97** 647 (2004) [Kuznetsov Yu N, Sementsov D I *Opt. Spectrosc.* **97** 614 (2004)]
16. Кузнецов Ю Н, Семенов Д И *ЖТФ* **75** (11) 81 (2005) [Kuznetsov Yu N, Sementsov D I *Tech. Phys.* **50** 1474 (2005)]
17. Афанасьев С А, Ефимов В В, Семенов Д И *Оптика и спектроскоп.* **76** 475 (1994) [Afanas'ev S A, Efimov V V, Sementsov D I *Opt. Spectrosc.* **76** 425 (1994)]
18. Афанасьев С А, Семенов Д И *Радиотехника и электрон.* **41** 1462 (1996) [Afanas'ev S A, Sementsov D I *J. Commun. Technol. Electron.* **41** 1341 (1996)]
19. Афанасьев С А, Семенов Д И *Радиотехника и электрон.* **43** 982 (1998)
20. Афанасьев С А, Елисеева С В, Лукин О В *Уч. записки Ульяновского гос. ун-та. Сер. физ.* **1** (17) 40 (2005)
21. Пауль Х, Фишер Р *УФН* **141** 375 (1983) [Paul H, Fischer R *Sov. Phys. Usp.* **26** 923 (1983)]
22. Pippard A B *The Physics of Vibration* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1978) [Пиппард А *Физика колебаний* (М.: Высшая школа, 1985)]
23. Сидоренков В В, Толмачев В В *Вест. МГТУ. Сер. Приборостроение* (1) 43 (1992)
24. Сидоренков В В, Толмачев В В, Федотова С В *Изв. РАН, Сер. физ.* **61** 2370 (1997)
25. Кузнецов Ю Н, Семенов Д И *Физика волновых процессов и радиотехнические системы* **10** 21 (2007)
26. Solymar L *Superconductive Tunneling and Applications* (New York: Wiley, 1972) [Солимар Л *Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение* (М.: Мир, 1974)]
27. Soli R A, Soonpra N H *Appl. Opt.* **18** 3367 (1979)
28. Shamir J *Opt. Eng.* **19** 801 (1980)
29. Apter D, Shamir J *Appl. Opt.* **21** 1512 (1982)
30. Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1969) [Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1973)]
31. Pathak S K, Liu F, Tang J *Int. J. Microwave Power Electromagn. Energy* **38** 37 (2003)
32. Комаров В В *Физика волновых процессов и радиотехнические системы* **10** 71 (2007)

Energy fluxes at the interference of electromagnetic waves

S.A. Afanas'ev, D.I. Sementsov

Ul'yanovsk State University,

ul. L. Tolstogo 42, 432970 Ul'yanovsk, Russian Federation

Tel. (7-8422) 41-20 88

Fax (7-8422) 41-23 40

E-mail: asa_rpe@mail.ru; sementsovdi@mail.ru

Expressions for the interference energy flux (IEF) of active and reactive field components of co- and counterpropagating waves with arbitrarily structured electromagnetic field are given. Formation conditions of the IEF and its energy transfer role are analyzed using uniform plane waves in an absorbing medium, planar-waveguide modes, and a system of radiating dipoles as examples. The prospects for using the IEF to control the radiation, transfer and dissipation of electromagnetic energy are examined. It is shown that for waves from two coherent sources the IEF has two interrelated components which control different energy processes.

PACS numbers: 41.20.Jb, 42.25.Bs, 42.25.Hz

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804b.0377

Bibliography — 32 references

Received 24 October 2007, revised 27 December 2007

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **178** (4) 377–384 (2008)

Physics – Uspekhi **51** (4) (2008)