1992 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 62, в.1
1992 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol.62, N 1

01; 05

ТЕПЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Е. А. Галстьян, А. А. Раваев

Приведено решение нестационарной задачи об импульсном СВЧ нагреве диэлектриков, содержащих поглощающие включения при их произвольной объемной концентрации. Предложены формулы для эффективного сечения поглощения включения и аналитические выражения для расчета температурных полей в объеме таких материалов. Рассмотрены вопросы температурной стабильности характеристик радиопоглощающих материалов и "искусственных диэлектриков".

Введение

Подобно тому как появление лазеров с гигантскими импульсами излучения стимулировало исследования оптической стойкости используемых в них деэлектриков с инородными включениями [1], и создание мощных генераторов микроволнового излучения [2] привело к необходимости изучения воздействия интенсивных потоков СВЧ энергии на композиционные структурно-неоднородные материалы. Объемный характер поглощения СВЧ излучения в них открывает широкие перспективы для развития технологий термообработки материалов, например спекания, диффузионной спайки керамик, проведения реакций высокотемпературного синтеза и др. [3]. При этом импульсная обработка позволит, видимо, осуществить протекание необходимых реакций без изменения агрегатного состояния основной массы исходных компонентов материала. К числу композиционных относятся также материалы, применяемые непосредственно в электрофизических установках, например "искусственные диэлектрики" [4, 5], радиопоглощающие материалы [6, 3] и т.д.

Такие материалы прдставляют собой диэлектрическую матрицу с диспергированными в ней инородными поглощающими частицами с объемной концентрацией $v \sim 0.1$—0.5. В этом существенное отличие композиционных материалов, используемых в технике СВЧ, от диэлектриков, применяемых в лазерной технике [1], у которых $v \ll 0.1$. Другая особенность — выраженное влияние соотношения длины волны излучения λ или глубины скин-слоя δ и радиуса частицы a на сечение поглощения σ_s отдельной частицы [7] и на поглощающие свойства материала в целом [6].

Настоящая работа посвящена исследованию общих закономерностей импульсного теплового воздействия электромагнитной высокочастотной энергии на композиционные (дисперсные) материалы.

Специфика воздействия импульсных излучений на эти материалы заключается в том, что при малых длительностях СВЧ импульса $t_и \ll \tau_x = s^2/\chi_м$ (τ_x — время, характеризующее динамику тепловых процессов; $s \simeq 2av^{-1/3}$ — среднее расстояние между частицами, $\chi_м$ — температуропроводность матрицы) теплопроводность материала как целого еще "не работает" и возможен локальный перегрев — возникновение температурных градиентов на границах поглощающих частиц наполнителя и диэлектрической матрицы. Это в свою очередь может привести как к термическому разрушению материала, так и просто к "уходу" его электродинамических параметров от расчетных, т. е. к потере изделием функциональных свойств без разрушения.

В противном случае ($t_и >> \tau_х$) тепловыделение в единичном объеме материала можно считать равномерным, а среду однородной, тепловые характеристики которой описываются усредненными (эффективными) параметрами [8, 9]. Этот случай достаточно подробно освещен в литературе (например, для слоистых однородных сред [10—13]) и выходит за рамки настоящей работы.

Предложенный нами подход к решению нестационарной тепловой задачи во многом аналогичен изложенному в работах [11, 14]. Указанные выше особенности рассматриваемого класса материалов определяют его специфику, а в конечном счете и поведение материалов в сильных импульсных СВЧ полях. В первую очередь это касается особенностей поглощения электромагнитного излучения в дисперсных средах.

Поглощение электромагнитного излучения в дисперсной среде

Количество тепла, выделяющееся в одиночной частице объемом V_i в единицу времени в поле плоской электромагнитной волны с интенсивностью J, равно $Q = J\sigma_s$. Сечение поглощения частицы при этом определяется выражением [7]

$$\sigma_s = \frac{4\pi\omega}{c} (\alpha''_E + \alpha''_M)\, V_i, \qquad (1)$$

где α''_E и α''_M — мнимые части электрической и магнитной поляризуемостей частицы, ω — круговая частота, с — скорость света.

Поляризуемость $\alpha_E = \alpha'_E + i\,\alpha''_E$ частицы произвольной формы определяется проницаемостями вещества частицы $\varepsilon_i = \varepsilon_i' + i\varepsilon_i''$ и окружающей ее среды (матрицы) ε_m

$$\alpha_E = \frac{1}{4\pi}\; \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_m}{\varepsilon_m + f(\varepsilon_i - \varepsilon_m)}, \qquad (2)$$

где f — фактор формы [15]. Пренебрегая поглощением в матрице ($J_m \varepsilon_m = 0$), для сферической частицы (f = 1/3) имеем

$$\alpha''_E = \frac{9}{4\pi}\; \frac{\varepsilon_i''\, \varepsilon_m}{(\varepsilon_i' + 2\varepsilon_m)^2 + (\varepsilon_i'')^2}\;. \qquad (3)$$

Выражение для магнитной поляризуемости проводящей частицы сложнее. Решая задачу определения α_M проводящего шара с размерами, много меньшими длины волны в окружающей его среде с $\mu_m = 1$ [7], но с учетом магнитной проницаемости вещества шара $\mu_i \neq 1$, получаем

$$\alpha_M = \alpha'_M + i\alpha''_M = -\frac{3}{8\pi}\left[1 - \left(\frac{3}{\theta^2} - \frac{3}{\theta}\operatorname{ctg}\theta\right)\frac{\mu_i\theta^2}{(\mu_i - 1)(1 - \theta\operatorname{ctg}\theta) + \theta^2}\right]. \qquad (4)$$

Здесь $\theta = k_i\, a = (\omega/c)(\varepsilon_i\,\mu_i)^{1/2}a$. Отсюда нетрудно получить выражение для α''_M, которое для немагнитных материалов сводится к известному [7]

$$\alpha''_M = -\frac{9\delta^2}{16\pi a^2}\left[1 - \frac{\operatorname{sh}(2a/\delta) + \sin(2a/\delta)}{\operatorname{ch}(2a/\delta) - \cos(2a/\delta)}\right], \qquad (5)$$

где δ — глубина скин-слоя, γ — удельная проводимость частицы.

В общем случае ($\mu_i \neq 1$) выражение для α''_M очень громоздко, однако если выполняется условие $\delta = c\,(2\pi\gamma\mu_i\omega)^{-1/2} \ll a$, достаточно домножить (5) на проницаемость частицы μ_i.

В уравнениях (4) и (5) заключена основная особенность поглощения электромагнитных волн СВЧ диапазона в реальных композиционных материалах с размером проводящих частиц $2a$ = 0.1—100 мкм — указанное выше влияние размерного фактора, т.е. величины отношения a/δ, на характер и количественные характеристики поглощения излучения.

В случае полупроводниковых частиц (γ и $|\varepsilon_i|$ малы), для которых характерно соотношение $\delta \gg a$ ($|\theta| \ll 1$),

$$\alpha''_M = \frac{1}{20\pi}\left(\frac{a}{\delta}\right)^2 = \frac{a^2\gamma\omega}{10c^2} \ll \alpha''_E$$

и с учетом (1) и (3)

$$\sigma_s = \frac{12\pi\omega\varepsilon_i''\varepsilon_m}{c\left[(\varepsilon_i' + 2\varepsilon_m)^2 + (\varepsilon_i'')^2\right]}a^3 \qquad \left(V_i = \frac{4\pi}{3}a^3\right). \tag{6}$$

Здесь и далее введено обычно выполняемое на практике ограничение $(\omega/c)\varepsilon_m^{1/2}a \ll 1$. Отметим, что в работе [1] приведено взятое из [7] выражение для σ_s при $\varepsilon_m = 1$. В практических расчетах необходимо пользоваться формулой (6), что особенно важно при проведении тепловых расчетов полимерных композиционных материалов, которым свойственна сильная зависимость $\varepsilon_m(T)$ [16].

В случае хорошо проводящих частиц металлов и сплавов ($\varepsilon_i \sim \varepsilon_i'' = 4\pi\gamma/\omega$ и $\delta \ll a$, $|\theta| \gg 1$) поглощение излучения носит "магнитный" характер — $\alpha''_M \gg \alpha''_E$ даже при $\mu_i = 1$, что не всегда учитывается в разработках композиционных материалов, в состав которых входят порошки немагнитных материалов и сплавов [6]. Из (1) и (5) для сферических частиц в общем случае получаем

$$\alpha''_M = \frac{9\delta\mu_i}{16\pi a} = \frac{9c}{16\pi a}\left(\frac{\mu_i}{2\pi\gamma\omega}\right)^{1/2},$$

$$\sigma_s = 3\left(\frac{\pi\omega\mu_i}{2\gamma}\right)^{1/2} a^2. \tag{7}$$

Другое, часто приводимое выражение для сечения поглощения [7] $\sigma_s = 6\pi a^2\zeta'$, где $\zeta' = (\omega\,\mu_i/\,8\pi\gamma)^{1/2}$ — действительная часть поверхностного импеданса проводящей частицы.

Формулами (6) и (7), описывающими в двух предельных случаях зависимость сечения поглощения одиночной частицы от ее размеров, удобно пользоваться при малых значениях параметра ν. В [7] приведено также выражение для сечения σ_s для частиц "плохих" проводников $|\varepsilon_i| \gg 1$, но $\delta \gg a$. Поскольку возможности его практического применения ограничены, то перейдем к общему случаю, характеризующему все указанные выше. Одновременно снимем требование малости параметра ν.

Введем новые обозначения ε_p и μ_p и по аналогии с (2) для сферической частицы в немагнитной среде запишем

$$\alpha_M = \frac{3}{4\pi}\frac{\mu_p - 1}{\mu_p + 2} . \qquad (8)$$

После преобразования с учетом (4) получаем

$$\frac{\mu_p}{\mu_i} = \frac{2(\sin\theta - \theta\cos\theta)}{(\theta^2 - 1)\sin\theta + \theta\cos\theta} = F(\theta) , \qquad (9)$$

$F(\theta)$ — известная функция, характеризующая проникновение электромагнитного поля в частицу [17—19].

До сих пор мы рассматривали поглощение электромагнитных волн в изолированных (невзаимодействующих) частицах. Следующий шаг на пути к реальным композиционным материалам — учет дипольного взаимодействия ансамбля сферических частиц, равномерно диспергированных в диэлектрической матрице. По аналогии с известным соотношением Клаузиуса—Моссоти [17] запишем

$$\frac{\mu^* - \mu_m}{\mu^* + 2\mu_m} = \frac{4\pi}{3} N V_i \alpha_M , \qquad \nu = N V_i , \qquad (10)$$

μ^*— эффективная магнитная проницаемость дисперсной среды, а N — число частиц в единице объема материала.

Подставляя (8) в (10), окончательно получаем

$$\mu^* = \mu_m \left(1 + \frac{3v}{\dfrac{\mu_p + 2\mu_m}{\mu_p - \mu_m} - v} \right) = \mu_m \left(\frac{1 + 2vM}{1 - vM} \right). \qquad (11)$$

Идентичный вид примет выражение для эффективной проницаемости ε^*, если произвести замену $\mu \to \varepsilon$, $M \to L$. Параметры (поляризуемости) L и M соответственно равны

$$L = \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_m}, \qquad M = \frac{\mu_p - \mu_m}{\mu_p + 2\mu_m}, \qquad (12)$$

где $\varepsilon_p / \varepsilon_i = \mu_p / \mu_i = F(\theta)$.

Таким образом, хотя и менее строго, мы пришли к известным расчетным формулам для эффективных параметров ε^* и μ^*, полученных Левиным [17].

Заметим, что в этих формулах не учтен еще ряд особенностей реальных композиционных материалов, а именно отличие формы частиц от сферической и хаотичность их ориентации [5, 18], разброс частиц по размерам [18], комкование (образование агломератов) и тип объемного распределения частиц [8], анизотропный характер распределения [5] и неоднородность самих частиц [19] и, наконец, более сложный — мультипольный характер их взаимодействия при больших значениях параметра ν [18, 20]. Однако учет этих особенностей приводит лишь к количественным изменениям в расчетах ε^* и μ^*, для качественного же анализа вполне достаточно формул (9)—(12). Поэтому в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением ансамбля однородных сферических частиц, равномерно диспергированных в объеме диэлектрической матрицы.

Для иллюстрации поглощающих свойств такой среды, при условии, что частицы наполнителя металлические, т. е. обладают высокой проводимостью, на рис. 1 представлены зависимости составляющих функции $F(\theta)$ и эффективной магнитной проницаемости $\mu^* = \mu' + i\mu''$ от размеров частиц титана a при λ = 4.3 см, ν = 0.25. Этим же графиком можно воспользоваться для оценки поглощающих свойств композиционных материалов и с другими параметрами частиц

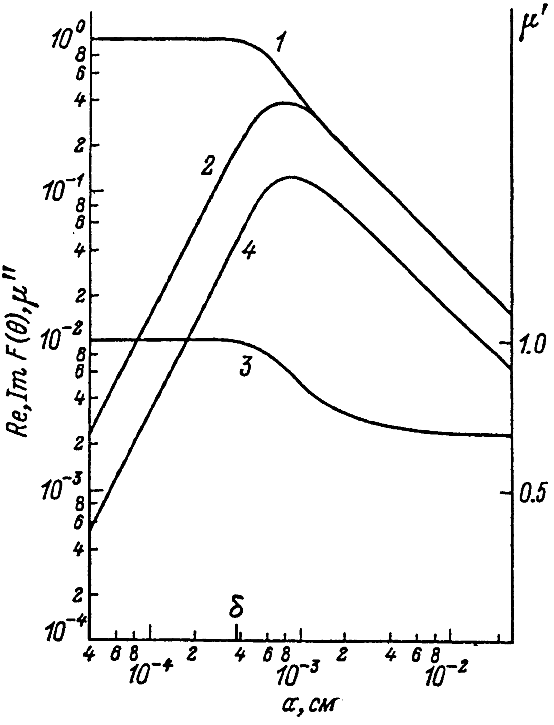


Рис. 1. Графики зависимостей составляющих функций Re $F(\theta)(1)$, Im$F(\theta)(2)$ и эффективной магнитной проницаемости $\mu'(3)$, $\mu''(4)$ от размеров частиц титана a.

наполнителя на другой длине волны излучения, если учесть, что $\theta \sim (\gamma/\lambda)^{1/2}a$. Таким образом, в случае проводящих частиц при выполнении условия $\alpha''_M \gg \alpha''_E$ поглощающие свойства материала зависят от величины размерного фактора a/δ.

Количество тепла, выделяющееся в единичном объеме дисперсной среды в единицу времени, если пренебречь потерями в диэлектрической матрице (при $\mathrm{Im}\,\varepsilon_m = 0$ и $\mathrm{Im}\,\varepsilon^* = 0$), определяется формулой [7]

$$Q_1 = \frac{\omega}{8\pi}\mu'' H^2, \qquad \mu'' = \mathrm{Im}\,\mu^* , \tag{13}$$

H — вещественная амплитуда напряженности магнитного поля в среде.

Из (13) находим количество тепла Q, выделяющееся в одной частице,

$$Q = Q_1 \frac{V_i}{v} = \frac{\omega}{6}\frac{a^3}{v}\mu'' H^2 , \tag{14}$$

причем $\mu'' = \mu''(\theta, v)$ (см.(10)—(13)); в рассматриваемом случае $\theta = (1 + i)a/\delta$.

Максимум поглощения излучения соответствует экстремуму функции Im $F(\theta)$ при $a/\delta \simeq 2$ (рис. 1). Величина H определяется решением электродинамической задачи, соответствующей геометрии конкретного изделия из материала с параметрами ε^* и μ^*.

Остановимся на конкретном примере. Пусть плоская ТЕМ-волна падает в направлении x_0 нормально на поверхность полубесконечной дисперсной среды с эффективным волновым числом $k^* = k' + ik'' = (\omega/c)(\varepsilon^*\mu^*)^{1/2}$ и комплексным сопротивлением $Z^* = (\mu^*/\varepsilon^*)^{1/2} = |Z| e^{i\varphi_z}$. Величина Q_1 определится с помощью вектора Пойнтинга, средняя величина которого [7, 6]

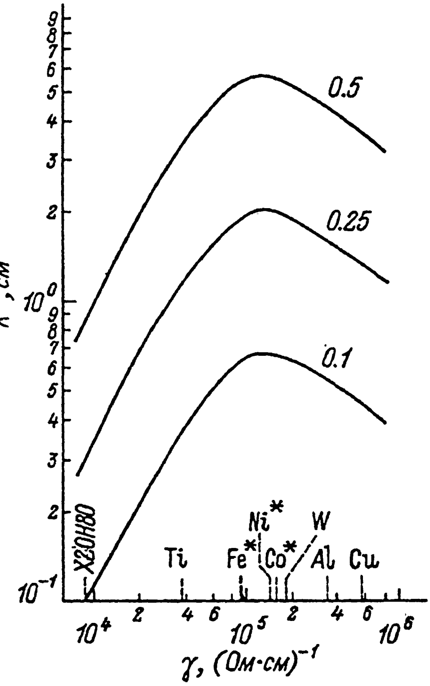


Рис. 2. Графики зависимостей эффективного коэффициента поглощения k'' от проводимости частиц наполнителя γ при различных объемных концентрациях ν.

Цифры у кривых — значения ν; звездочка — данные без учета магнитной проницаемости μ_i; λ = 4.3 см, a = 4 мкм, ε_m = 2.2.

$$\mathbf{\Pi} = \frac{c}{4\pi}\frac{1}{2}\mathrm{Re}\,[\dot{\mathrm{E}}\dot{\mathrm{H}}_{\text{к.с}}] = \mathrm{x}_0\,\frac{cH^2}{8\pi}|Z|\,e^{-2k''x}\cos\varphi_z$$

($\dot{\mathrm{E}}$ и $\dot{\mathrm{H}}$ - комплексные амплитуды).

Так как максимальное тепловыделение наблюдается вблизи раздела сред при $x \simeq 0$, отсюда находим

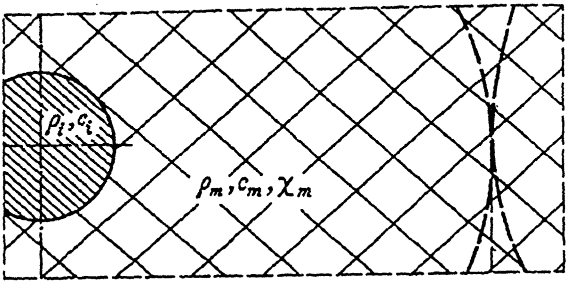
$$Q_1 = -\mathrm{div}\,\mathbf{\Pi}\Big|_{x=0} = \frac{c}{4\pi}H^2|Z|\cos\varphi_z\cdot k'' = J\cdot 2k''. \qquad (15)$$

Обозначив через J_0 интенсивность падающего излучения, с учетом его коэффициента отражения $R = |(Z^* - 1)/(Z^* + 1)|^2$ окончательно получаем

$$Q = \frac{Q_1}{N} = J\,\frac{V_i}{v}\,2k'' = J_0(1 - R)\,\frac{8\pi}{3}\,\frac{a^3}{v}k''\ . \qquad (16)$$

Естественно, при этом должно выполняться условие $1/k'' \gg s$, которое справедливо для рассматриваемого класса материалов. Коэффициент поглощения k'' также сложным образом зависит от параметров $\theta \sim a$ и v. На рис. 2 приведены характерные зависимости k'' от проводимости металлических частиц наполнителя в тефлоновой матрице.

Формулы (15) и (16) путем несложных преобразований можно свести к (13) и (14), однако в практическом отношении они удобнее: не требуется проведения расчетов электрического и магнитного полей в материале. Из выражения (16) находится и эффективное сечение поглощения частицы



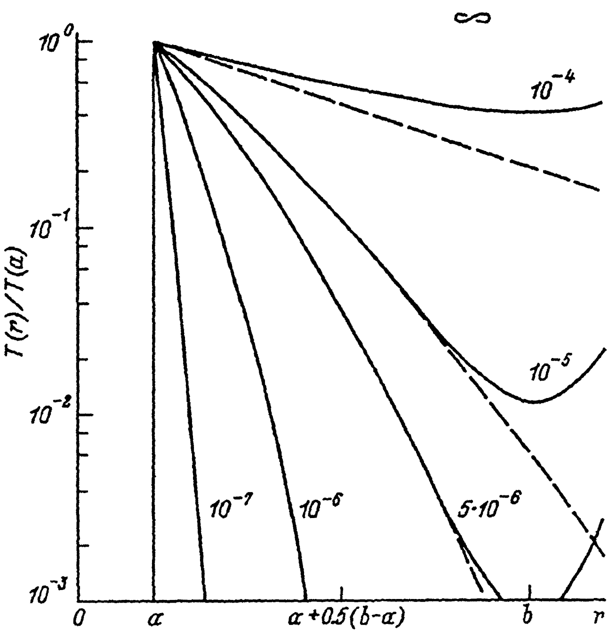


Рис. 3. Пространственное распределение температуры $T(r)$ в композиционном материале кварц-титан в различные моменты времени t.

Цифры у кривых — время в с. Пунктир — температурные распределения для одиночной частицы.

$$\sigma_s^* = (1 - R)\frac{8\pi}{3}\frac{a^3}{v}k'', \tag{17}$$

определяемое параметрами дисперсной среды в их совокупности при произвольных значениях параметра v.

Тепловая задача

Рассмотрим модель матричной дисперсной среды, удобную для изучения линейных тепловых процессов, протекающих при поглощении электромагнитной волны. Будем считать, что частицы наполнителя равномерно распределены в объеме матрицы с $\varepsilon''_m = 0$. Проводящий шарик радиуса a, в котором в единицу времени происходит выделение тепла Q, окружен сферическим слоем диэлектрика с внешним радиусом $b = av^{-1/3} \approx s/2$ (рис. 3).

Уравнение теплопроводности для слоя $a < r \le b$ запишем в виде

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial T_m}{\partial r}\right)=\frac{1}{\chi_m}\frac{\partial T_m}{\partial t},$$

где χ_m — коэффициент температуропроводности матрицы; $T_m(r, t)$ — температура указанного шарового слоя.

Граничные условия

$$\frac{\partial T_m(b, t)}{\partial r}=0, \qquad T_i=T_m(a, t), \tag{18}$$

где $T_i(t)$ — температура частицы, дополним условием баланса теплового потока на границе $r=a$

$$M_i c_i\frac{\partial T_i}{\partial t}-K_m\iint\frac{\partial T_m}{\partial r}dS=Q\cdot\theta(t),$$

считая проводящую сферу идеальным по сравнению с диэлектриком проводником тепла $(\partial T_i/\partial r=0)$. Здесь K_m — коэффициент теплопроводности диэлектрика, M_i и c_i — масса и удельная теплоемкость проводника, $\theta(t)$ — ступенчатая функция Хэвисайда.

При записи граничных условий (18) принято, что тепловой поток на границе $r=b$ отсутствует (соседние частицы композита нагреваются одинаково), а тепловое сопротивление на границе металл—диэлектрик пренебрежимо мало́. Последнее допущение согласуется с выводами работы [21], а также вытекает из самой постановки задачи: при поглощении излучения из-за термического расширения вещества частицы тепловой контакт улучшается.

Заметим, что такая постановка задачи носит достаточно общий характер и правомерна при выполнении условия $t_и \ll l^2/\chi^*$, где χ^* — эффективная температуропроводность композита [8, 9], l — линейный размер характерного макрообъема в материале, в котором усредненное по объему тепловыделение излучения можно считать постоянным. Это условие менее жесткое по сравнению с $t_и \ll \tau_х$, так как $\chi^*\geq\chi_m$, но заведомо $l\gg s$. В рассмотренном выше примере можно положить $l\cong 1/k''$ (рис. 2). Если величина $1/k''$ превышает размеры изделия, в качестве l берутся характерные размеры последнего.

Решение задачи удобно провести методом преобразования Лапласа. Изображение функции $T_m(r, t)$ равно

$$V(r, p)=\frac{a^2Q}{rp}\,\frac{qb\,\mathrm{ch}(b-r)q-\mathrm{sh}(b-r)q}{aM_ic_ip(qb\,\mathrm{ch}dq-\mathrm{sh}dq)+K_mS[(abq^2-1)\mathrm{sh}dq+dq\,\mathrm{ch}dq]},$$

$$q^2=p/\chi_m, \qquad d=b-a, \qquad S=4\pi a^2. \tag{19}$$

Используя традиционный подход к нахождению оригиналов функций, подобных (19), имеющей в комплексной плоскости p полюсы 1-го и 2-го порядков [22], получаем

$$T_m(r, t)=\frac{Qt}{M_ic_i+M_mc_m}+\frac{2Qa^2}{K_mSdr}\sum_{n=1}^{\infty}e^{-\chi_m\alpha_n^2t}\,\frac{\alpha_nb\cos(b-r)\alpha_n-\sin(b-r)\,\alpha_n}{\varphi(\alpha_n)},$$

$$\varphi(\alpha_n)=\alpha_n^2\left[\left(\frac{a^2b\,\alpha_n^2}{\varkappa}-d-2a\frac{b\varkappa-a}{d\varkappa}\right)\sin d\alpha_n+\right.$$

$$+\alpha_n\left(\frac{a^2}{\varkappa}-ab-\frac{3ba^2}{d\varkappa}\right)\cos d\alpha_n\Bigg]. \qquad (20)$$

Здесь α_n — корни уравнения

$$\mathrm{tg}\,d\alpha=\frac{\alpha(d\varkappa-a^2b\alpha^2)}{\varkappa+(b\varkappa-a)a\alpha^2}, \qquad \varkappa=\frac{3\rho_m c_m}{\rho_i c_i},$$

ρ и c — плотность и удельная теплоемкость диэлектрической матрицы m и проводящего включения i.

Решение (20) справедливо при изменении длительности облучения материалов в широких пределах. Остановимся на некоторых частных случаях. Сначала рассмотрим решение тепловой задачи для среды с $v \ll 0.1$, т. е. для одиночных поглощающих частиц в диэлектрике. Для этого в выражении (19) достаточно положить $b \to \infty$

$$V(r,p)=\frac{aQ}{r\,M_i\,c_i\chi_m}\,\frac{1}{p}\,\frac{e^{-(r-a)q}}{q^2+\frac{\varkappa}{a}q+\frac{\varkappa}{a^2}}. \qquad (21)$$

Из анализа (21) следует, что в качестве критерия малости $t_и$ следует использовать условие

$$t_и \ll \tau_x = a^2/\chi_m \quad (aq \gg 1). \qquad (22)$$

Осуществляя обратное преобразование Лапласа, получаем

$$T_m(r,t)=\frac{aQ}{r\,M_i\,c_i\chi_m}G(r-a,t),$$

$$G(r-a,t)=\frac{2}{h}\left(\frac{\chi_m t}{\pi}\right)^{1/2}e^{-\frac{(r-a)^2}{4\chi_m t}}-\frac{1+h(r-a)}{h^2}\,\mathrm{erfc}\frac{r-a}{2\sqrt{\chi_m t}}+$$

$$+\frac{1}{h^2}\exp\left[h(r-a)+\chi_m t\,h^2\right]\mathrm{erfc}\left(\frac{r-a}{2\sqrt{\chi_m t}}+h\sqrt{\chi_m t}\right),\quad h=\frac{\varkappa}{a}. \qquad (23)$$

Откуда температура на поверхности одиночной частицы при малых $t_и$

$$T_i(t)=T_m(a,t)=\frac{Qa^2}{M_i\,c_i\chi_m\varkappa^2}\left[\frac{2}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{\varkappa^2\chi_m t}{a^2}\right)^{1/2}-1+\right.$$

$$\left.+\exp\left(\frac{\varkappa^2\chi_m t}{a^2}\right)\mathrm{erfc}\left(\frac{\varkappa}{a}\sqrt{\chi_m t}\right)\right]. \qquad (24)$$

В этом решении нет ограничений на теплофизические параметры среды $\varkappa > 4$, как этого требует решение, приведенное в работе [14]. При $t \ll a^2/\varkappa^2\chi_m$ (более жесткое условие) выражение (24) приводится к очевидному

$$T_i(t)\simeq\frac{Qt}{M_i\,c_i}\left(1-\frac{4}{3\sqrt{\pi}}\,\frac{\varkappa}{a}\sqrt{\chi_m t}\right)\simeq\frac{Qt}{M_i\,c_i}. \qquad (25)$$

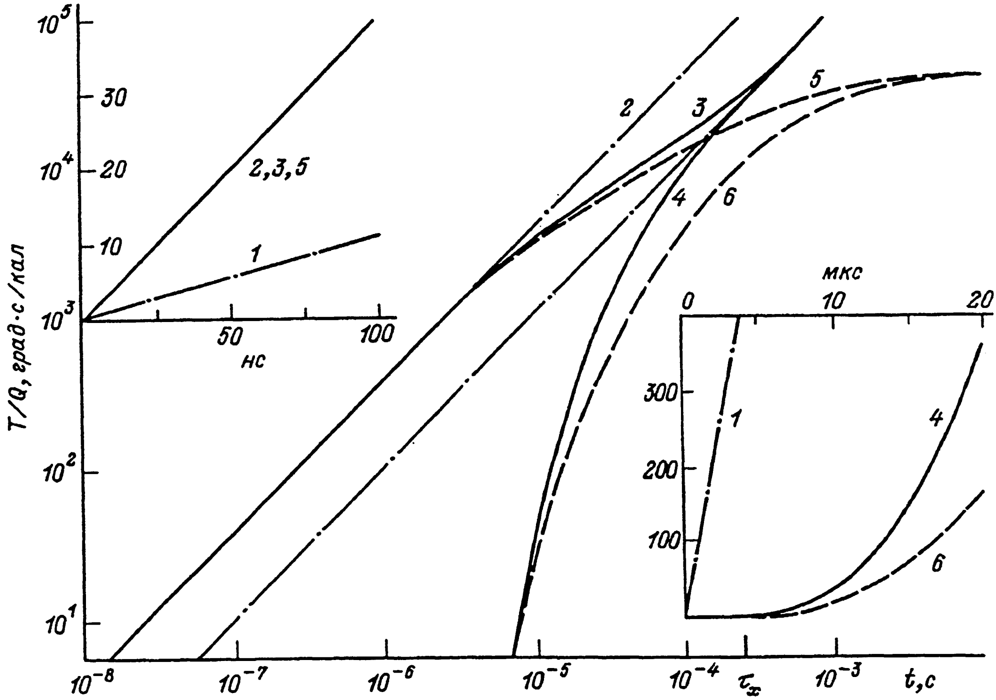


Рис. 4. Графики зависимостей $T(r\,t)/Q$, рассчитанные по формулам.
1 — (28); *2* — (25); *3*, *4* — (20), (27); *5* — (24), (26); *6* — (23). *2*, *3*, *5* — $r = a$; *4*, *6* — $r = b$ (*5* и *6* — для одиночного включения).

Аналогичным образом при больших значениях времени, т. е. при $t \gg a^2/æ^2\chi_m$ $(a^2q^2 \ll æ)$, и $v \ll 0.1$ с помощью (21) получаем

$$T_m(r, t) = \frac{1}{4\pi}\frac{Q}{rK_m}\left[1 - \frac{r-a}{\sqrt{\pi\chi_m t}}\right], \qquad T_i(t) = \frac{1}{4\pi}\frac{Q}{aK_m}. \tag{26}$$

Перейдем к рассмотрению материалов с большой концентрацией поглощающих включений $(v \geq 0.1)$. Решение (20) удобно для проведения численных расчетов при больших временах облучения. Для малых моментов времени применим метод, развитый в [22]. Выразив гиперболические функции в (19) через экспоненциальные, разложив их в ряд по степеням e^{-2qdn} и удерживая в разложении только главные члены, после обратного преобразования Лапласа получим

$$T_m(r, t) = \frac{Qa}{M_i c_i \chi_m r}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\,[G(x_n, t) + G(y_n, t)], \tag{27}$$

$$x_n = r - a + 2dn, \qquad y_n = 2(b - r) + x_n.$$

При этом в функции $G(r - a, t)$ (см. (23)) необходимо заменить h на $\xi = (hb - 1)/b$. Ряд (27) быстро сходится и удобен для численных расчетов при малых значениях времени.

С другой стороны, накладывая условие $dq > 1$ $(e^{2dq} \gg 1)$, опять приходим к модели одиночной частицы (21) и соответственно решениям (24) и (25).

В пределе больших времен выражение (20) также существенно упрощается. Полагая $t \gg (b - a)^2/\chi_m$, из (19) после преобразований получаем

$$T_i(t) = T_m(t) = Qt\,[M_i c_i + M_m c_m]^{-1}. \qquad (28)$$

Уравнение (28) описывает установившийся режим нагрева среды в поле непрерывного излучения; $M_i c_i + M_m c_m$ — теплоемкость элементарной ячейки композита.

Полученные решения проиллюстрированы рис. 3 и 4. В расчетах использованы теплофизические параметры плавленного кварца и титана $\rho_m = 2.4$ г/см^3, $c_m = 0.2$ кал /(г·град), $\chi_m = 0.004$ см^2/с и $\rho_i = 4.5$ г/см^3, $c_i = 0.13$ кал /(г·град). Остальные параметры: $a = 1 \cdot 10^{-3}$ см, $b = 1.6 \cdot 10^{-3}$ см (v = 0.25). Выбранные параметры типичны для рассматриваемого класса материалов.

Обсуждение результатов

Из полученных зависимостей и графиков, приведенных на рис. 3, 4, следует, что при малых временах облучения нагрев композиционных материалов неоднороден по объему, что в принципе может привести к их термическому разрушению вследствие возникновения упругих механических напряжений в матрице. Для количественных оценок порогов хрупкого разрушения при заданных распределениях температурных полей в объеме материала (рис. 3) можно воспользоваться методикой, изложенной в работах [11, 14]. Однако при реальных, достижимых на сегодняшний день плотностях потоков электромагнитной энергии в функциональных узлах и элементах СВЧ трактов современных установок [2, 3] — $J_{\max} \sim 10^5$ Вт/см^2 термического разрушения материалов в моноимпульсном режиме облучения можно не опасаться.

По этой же причине мало вероятны нелинейные процессы фотоионизации матрицы тепловым излучением нагретого включения, термохимические реакции с образованием поглощающих продуктов и другие процессы, характерные для лазерного пробоя диэлектриков [1, 23, 24], так как ожидаемые значения $T_i < 1000$ К. Так, энергия кванта теплового излучения частицы наполнителя, соответствующая максимуму спектрального распределения, при T_i = 1000 К $h\,\Omega_m \simeq 3.9kT_i \simeq 0.3$ *эВ* [1], что существенно ниже порогов фотоионизации диэлектриков. Реакция пиролиза и образования поглощающих сажевых частиц с концентрацией $\Delta v \simeq 0.1$ в полимерных матрицах описывается уравнением [24]

$$\frac{d(\Delta v)}{dt} = (1 - \Delta v)\,\nu \exp(-\varepsilon / T_i)\,, \qquad (29)$$

где $\varepsilon \simeq 3 \cdot 10^3$ К — энергия активации, $\nu = 10^{-1}$—10^{-2} с$^{-1}$ — скорость протекания реакции в полиметилметакрилате [1].

Отсюда при $\Delta v = 0.1$ необходимое время экспозиции материала $t = 10^1 - 10^2$ с, т. е. протекание реакции возможно лишь в квазистационарном режиме облучения.

Доминирующим фактором при постановке предлагаемой тепловой задачи является то обстоятельство, что если при лазерном воздействии на диэлектрики криминалом является его разрушение, то в случае композиционных СВЧ материалов зачастую недопустимы даже небольшие изменения их поглощающих свойств. Приведенные оценки подтверждают правомерность пренебрежения температурными зависимостями теплофизических констант материала.

В рассмотренном примере поглощающего материала выбранный размер частиц титана $a \simeq 2\delta$ соответствует максимальному сечению поглощения σ_s^* (рис. 1). С ростом T_i проводимость частиц, а с ней и поглощающие свойства материала уменьшаются (рис. 2). Изменением диэлектрических свойств кварца при $T_m < 1000$ К можно пренебречь [25], а эффективная диэлектрическая проницаемость композита с частицами, обладающими металлической проводимостью, в диапазоне СВЧ не зависит от величины последней [4, 17, 19]. Поэтому в качестве критерия допустимого нагрева материала целесообразно выбрать температуру T_{ik}, соответствующую допустимому уходу его электродинамических параметров. Например, из рис.2 видно, что десятикратному уменьшению коэффициента поглощения k'' соответствует изменение $\gamma(T_i)/\gamma(0) \simeq 0.05$, откуда $T_{ik} \simeq 750°$ С (температурный коэффициент сопротивления титана равен $4 \cdot 10^{-3}$ град$^{-1}$). По графику, приведенному на рис. 4 (кривая 3), находим, что при $Q = 1$ кал/с допустимая длительность СВЧ импульса $t_и \simeq 2 \cdot 10^{-6}$с, а при $Q = 10^{-3}$ кал/с $t_и \simeq 8 \cdot 10^{-3}$ с. Полагая в формуле (17) $R = 0$, находим эффективное сечение поглощения $\sigma_s^* \simeq 7 \cdot 10^{-8}$ см^2, откуда $J_0 = Q/\sigma_s^* \simeq 6 \cdot 10^7\, Q$ Вт/см^2 (Q в кал/с). Отметим, что для одиночной частицы (рис. 4, кривая 5) при $Q \le 10^{-2}$ кал/с указанная температура вообще недостижима, так как при $t_и \gg \tau_x \simeq 3 \cdot 10^{-4}$ с процесс нагрева приобретает стационарный характер.

В импульсном режиме работы генераторов величина $t_и$, как правило, заданная. При условии $t_и \ll \tau_x$ (22) "пороговая" величина интенсивности излучения может быть определена из соотношений (14), (16), (17) и (25)

$$J_п = \frac{\rho_i c_i v}{2k''} \frac{T_{ik}}{t_и} \qquad (30)$$

для рассмотренного примера,

$$J_п = \frac{c}{\omega} \frac{\rho_i c_i v}{\mu''} \frac{T_{ik}}{t_и} \qquad (31)$$

в общем случае (k'' и μ'' являются сложными функциями параметров $\omega, a, \gamma, \varepsilon_m$ и v).

Приведенные оценки критических параметров условны. На практике требования к стабильности поглощающих свойств материалов более жесткие, эффективное сечение σ_s^* для ряда конкретных изделий, например для тонкослойного резонансного поглотителя, значительно больше, поэтому значения T_{ik}, $t_и$ и $J_п$ резко уменьшаются.

В общем случае СВЧ нагрев композиционных материалов носит нелинейный характер, а соответствующая задача требует учета температурных зависимостей всех физических констант как частиц наполнителя, так и матрицы. Решение ее в аналитическом виде из-за сложной зависимости σ_s^* от характеристик материала и геометрии конкретного изделия вряд ли возможно. При проведении численных расчетов можно воспользоваться результатами работ [1, 10—13, 23, 24], а также [19], в которой приведены формулы для расчета эффективных электродинамических параметров дисперсных сред с двухслойными сферическими включениями. В качестве внешнего шарового слоя в данном случае берется прилегающая к частице область матрицы с проницаемостью $\varepsilon_m(T, t)$. Размеры слоя определяются видом распределения температуры в диэлектрике, а при протекании термохимической реакции — концентрацией сажевых частиц Δv в формуле (29).

Что касается "искусственных диэлектриков" с малыми потерями, то при выборе частиц с параметром $\theta = (\omega/c)\,(\varepsilon_i \mu_i)^{1/2} a$, соответствующим левым ветвям на графиках зависимостей $\mu''(a)$ и $k''(\gamma)$ (рис. 1, 2), нагрев включений не приводит к ухудшению свойств материала, а сам процесс СВЧ нагрева при умеренных параметрах излучения J_0 и $t_и$ носит линейный характер.

Список литературы

[1] *Маненков А. А., Прохоров А. М.* // УФН. 1986. Т. 148. № 1. С. 179—211.
[2] *Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов В. И. и др.* // ДАН СССР. 1988. Т. 298. № 1. С. 92—94.
[3] *Быков Ю. В., Еремеев А. Г.* // Высокочастотный разряд в волновых полях. Горький, 1988. С.

265—289.
[4] *Kelly J. M., Stenoien J. O., Isbell D. E.* // J. Appl. Phys. 1953. Vol. 24. N 3. P. 258—262
[5] *Хижняк Н. А.* Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев: Наукова думка, 1986. 280 с.
[6] *Ковнеристый Ю. К., Лазарева И. Ю., Раваев А.А.* Материалы, поглощающие СВЧ излучения. М.: Наука, 1982. 165 с.
[7] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
[8] *Nielsen L. E.* // J. Appl. Polym. Sci. 1973. Vol. 17. N 12. P. 3819—3820. Ind. Eng. Chem. Fundam. 1974. Vol. 13. N 1. P. 17—20.
[9] *Sangani A. S., Yao C.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. N 5. P. 1334—1341
[10] *Риккенглаз Л. Э.* // ЖТФ. 1974. Т. 39. Вып. 6. С. 1125—1128.
[11] *Михайлов М. Д.* Нестационарные температурные поля в оболочках. М.: Энергия, 1967. 120 с.
[12] *Hachman M. Turgeon* // IEEE Trans. MTT. 1984. Vol. 32. N. 5. P. 547—552.
[13] *Апшенчекс В. С., Семеняко Я. И.* // Радиоэлектроника и связь. Рига, 1986. С. 5—15.
[14] *Hopper R. W., Uhlman D. R.* // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 10. P. 4023—4037
[15] *Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
[16] Тр. II Всесоюз. конф. Физика диэлектриков. / Под ред. Г. И. Сканави. М., 1960. С. 65—76, 91—96.
[17] *Левин Л.* Теория волноводов. М.: Радио и связь, 1981. 312 с.
[18] *Петров Ю. И.* Физика малых частиц. М.: Наука, 1982. 360 с.
[19] *Галстьян Е. А., Раваев А. А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 10. С. 1243—1248.
[20] *Lam J.* // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. N 12. P. 4230—4235
[21] *Зайцева Л. А., Левинсон И. Б.* // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 5. С. 1286—1297.
[22] *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 488 с.
[23] *Колдунов М. Ф., Маненков А. А., Покотило И. Л.* // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. № 3. С. 544—550.
[24] *Трибельский М. И.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 831—838.
[25] Сеченные материалы для электротехники и электроники. Справочник / Под ред. Г. Г. Гнесина. М.: Металлургия, 1981. 344 с.

Московский радиотехнический институт РАН

Поступило в редакцию
12 января 1991 г.