

ТЕПЛОФИЗИКА ПРОЦЕССОВ В МАТЕРИАЛАХ С ТЕПЛОВОЙ ПАМЯТЬЮ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В НОВОЙ ТЕХНИКЕ

И.А. Новиков, В.Л. Колпацников, А.И. Шнип

1. Введение

В настоящее время обычная теория теплопереноса Фурье [1] в твердом теле (на основе градиентного соотношения Фурье) не устраивает современную технику, особенно при ее переходе к нанотехнологиям и наноразмерным приборам. Это происходит по двум причинам.

Первая причина. Материалы, находящиеся в экстремальных условиях, а также в окрестности различных фазовых переходов проявляют свойства памяти в различных процессах переноса тепла в твердых телах [2-4]. При этом могут появляться как количественные поправки, так и качественные особенности в процессе теплопереноса.

Теория теплопереноса Фурье не описывает всего многообразия явлений переноса тепла. Так, она не может правильно описать явления переноса тепла в жидком гелии, а также в чистых кристаллах при низких температурах. Среди них: баллистический перенос тепла, режим второго звука, переходной режим, горячее фононное пятно и т.д. В этих явлениях область нефурьевского переноса тепла составляет от 10-7с до 10-4с.

Нефурьевский перенос тепла становится особенно актуальным с учетом современного развития нанотехнологий и нано приборов, в которых перенос тепла и зарядов происходит путем баллистического переноса и режима второго звука.

Кроме того, классический перенос тепла не описывает явления теплопереноса в металлах под воздействием ультракоротких импульсов лазера, в которых нефурьевский теплоперенос оценочно занимает область 10-12с – 10-9с.

Для прикладной физики и техники весьма важен теплоперенос в сложных структурах, таких как органические жидкости, гетерогенные среды, полимеры и композиции на их основе. Наблюдения в таких материалах (переохлажден-

ные органические жидкости) показывают, что область нефурьевского теплопереноса составляет от 10-7с до 10с и больше.

Таким образом, вышеупомянутые материалы демонстрируют свои собственные динамические теплофизические свойства (или релаксационные функции теплофизических характеристик материалов – теплопроводности и теплоемкости). Игнорирование их ограничивает точность тепловых расчетов и измерений в динамических процессах.

Вторая причина. К настоящему времени в нефурьевском теплопереносе теоретически предсказаны новые физические явления, такие как многолучевая интерференция тепловых волн, усиление тепла, резонансная генерация тепловых волн и др. [3-10].

В таблице перечислены предсказанные тепловые аналоги для некоторых оптических явлений и устройств.

Эти аналогии позволяют создавать принципиально новые тепловые приборы и устройства, которые не могут существовать в рамках обычного Фурьевского теплопереноса. Именно это и является второй причиной для развития материалов с тепловой памятью.

2. Перенос тепла в твердом теле в материалах с тепловой памятью

Классический перенос тепла в твердом теле [1] в обычных материалах (без памяти) основан на линейном градиентном соотношении Фурье для q – плотности теплового потока (Вт/м²)

$$q = -\lambda_0 \nabla T, \quad (1)$$

и определяющим соотношением между объемной плотностью внутренней энергии e (Дж/м³), удельной объемной теплоемкостью c_0 и плотностью материала ρ (кг/м³):

$$e = e_0 + \rho \times c_0 (T - T_0). \quad (2)$$

Оптические волновые явления			Тепловые аналоги	
№	Тип оптического явления	Автор/год	Описание явления для тепловых волн [3 – 10]	Автор / год
1	Законы отражения / преломления на границе сред	Снелиус, Френель, 19 век	Прохождение/отражение ТВ на границе двух материалов с тепловой памятью	Новиков, ИФЖ, 1988.
2	Многолучевая интерференция в оптике	Френель 19 век	Многолучевая интерференция графо-нических ТВ	Новиков, ЯР 1997, ИФЖ 1988
3	Усиливающая оптическая среда	Эйнштейн, 1918	Усиливающая тепловая среда	Новиков ЖТФ 1987
4	Оптический квантовый генератор	Таунс, Басов 1956	Тепловой резонансный генератор	Новиков ЖТФ 1994
5	Усилитель электромагнитных монохроматических волн	Эйнштейн 1918	Усиление тепловых сигналов	Новиков ЖТФ 1987 ИФЖ 1992

Здесь e_0, T_0 – начальные значения внутренней энергии и температуры, ∇T – градиент температуры, λ_0 – равновесный коэффициент теплопроводности (Вт/(м·К)). Материал в этих соотношениях характеризуется «равновесными» теплофизическими характеристиками (ТФХ) – теплопроводностью и объемной теплоемкостью. Соотношения (1), (2) – локальные во времени соотношения, без всяких эффектов памяти. В более сложных моделях ТФХ могут зависеть от температуры, что приводит к нелинейному уравнению теплопроводности.

Кроме соотношений (1), (2) в общую схему теплопереноса в твердом теле входит уравнение баланса внутренней энергии (первое начало термодинамики):

$$\partial e / \partial t = - \operatorname{div} q + \sigma_v \quad (3)$$

Здесь σ_v – производство объемной плотности источников внутренней энергии в секунду (Вт/с·м³). Система (1)–(3) определяет классический перенос тепла. Равновесные ТФХ материала λ_0, c_0 определяют материал, который будем называть в дальнейшем, обычным материалом Фурье (без памяти).

Уравнение (3) и соотношения (1)–(2) приводят к линейному уравнению теплопроводности

$$\partial T / \partial t = a_0 \Delta T + \sigma_v / (\rho \cdot c_0). \quad (4)$$

Здесь $a_0 = \lambda_0 / (\rho \cdot c_0)$ – коэффициент теплопроводности (м²/с).

Перенос тепла на основе соотношений (1)–(3), или уравнения (4), обладает свойством бесконечной скорости распространения тепловых возмущений, то есть, принципом дальнего действия. При этом возникает ряд парадоксов, не имеющих физического смысла. Среди них:

- Бесконечная скорость распространения изотерм,
- Бесконечная плотность теплового потока на границе тела в начальный момент времени при скачке температуры на ней,
- Некорректность решений обратных граничных задач теплопроводности.

Для полной формулировки задачи переноса тепла уравнения (4) дополняется соответствующими условиями однозначности.

Фурьевский перенос тепла – эта практическая основа всех инженерных расчетов не очень быстрых тепловых процессов.

Перенос тепла в материалах с тепловой памятью (МТП). Материалы с тепловой памятью учитывают одновременно равновесные и динамические теплофизические характеристики материала: – теплопроводность и объемную удельную теплоемкость. В качестве динамических теплофизических характеристик используются релаксационные функции (РФ) $\lambda(t)$ и $c(t)$ как функции времени, или как частотно зависящие коэффициенты переноса.

В общую схему теории обобщенного теплопереноса в твердом теле входят два интегральных соотношения для плотности теплового потока q и объемной плотности внутренней энергии e [2-5]:

$$q = -\lambda_0 [\lambda(0) \nabla T(x, t) + \int_0^t \lambda^{(1)}(\xi) \nabla T(x, t-\xi) d\xi]; \quad (5)$$

$$e - e_0 = c_0 [c(0) T(x, t) + \int_0^t c^{(1)}(\xi) T(x, t-\xi) d\xi]. \quad (6)$$

Дополнительно к ним в общую схему теплопереноса в твердом теле входит уравнение баланса внутренней энергии (3). В (5)–(6) T – температура; λ_0, a_0, c_0 – соответствующие равновесные тепло-

физические коэффициенты (теплопроводности, температуропроводности, удельной объемной теплоемкости); $\lambda(t)$, $c(t)$ – соответствующие РФ. Эти РФ нормированы на единицу, то есть, $\lambda(\infty) = c(\infty) = 1$. Следует отметить, что физическая система считается невозмущенной до определенного момента времени, поэтому интегрирование в соотношениях (5), (6) проводится от нуля до t .

Соотношения (3), (5), (6) приводят к интегродифференциальному уравнению теплопроводности для температуры

$$c_0 [c(0) \partial T(x,t) / \partial t + \int_0^t c^{(1)}(\xi) \partial T(x,t-\xi) / \partial t d\xi] = \\ = \lambda_0 [\lambda(0) \Delta T(x,t) + \int_0^t \lambda^{(1)}(\xi) \Delta T(x,t-\xi) d\xi] + \sigma_{\nu} \quad (7)$$

Равновесные коэффициенты λ_0 , c_0 могут зависеть от температуры, что приводит к нелинейной модели тепловой среды с памятью [11, 12].

Если РФ заданы в виде функции Хевисайда $H(t)$ (равна нулю при $t < 0$, и единице при $t \geq 0$):

$$\lambda(t) = c(t) = H(t), \quad (8)$$

то они описывают классическое уравнение теплопроводности Фурье (обычный материал без памяти).

Кроме соотношений (5)–(6) (или уравнения (7)) в полную модель переноса тепла в МТП входят условия однозначности, которые состоят из начального условия для температуры (а для сред типа Максвелла необходимо добавить еще условие [3] $\partial T / \partial t = 0$), и соответствующих краевых условий.

Теория в МТП находится в промежуточном положении между полным описанием системы (с помощью функций распределения) и сокращенным термодинамическим описанием системы, так как имеет дополнительные произвольные параметры (набор времен релаксации в релаксационной функции памяти), Это дает возможность применять ее для описания некоторых быстрых мезоскопических явлений переноса тепла, таких как баллистический режим переноса тепла в диэлектриках и др.

3. Классификация и примеры МТП

РФ, участвующие в соотношениях (5) (6), не могут быть полностью произвольными. Они должны удовлетворять термодинамическим требованиям (второму началу термодинамики). В работах [11, 12] показано, что если РФ будут непрерывными и монотонными, то они наверняка удовлетворяют второму началу термодинамики (в форме неравенства Клаузиуса – Дюгема). Эти

простые условия обеспечивают применимость РФ для МТП. В работе [3] все материалы с тепловой памятью разделены на материалы типа Фурье и типа Максвелла.

Материалы типа Фурье соответствуют следующим соотношениям для мгновенных значений РФ

$$\lambda(0) > 0, c(0) > 0. \quad (9)$$

Они имеют бесконечную скорость распространения тепловых возмущений. Частный случай материалов типа Фурье с РФ, соответствующим (8), соответствует линейному классическому уравнению теплопроводности (обычный материал без памяти – стандартная среда Фурье по терминологии [3]). Основные качественные особенности однотипных задач переноса тепла в материалах типа Фурье и в материалах без памяти – совпадают.

Для инженерных приложений теплоперенос в средах типа Фурье может быть важен для полимеров и композитных материалов на их основе, для дисперсных материалов, а также для материалов вблизи различных фазовых переходов (перехолажденные органические жидкости, сегнетокерамика и др.).

Конкретный пример сред типа Фурье – это РФ, описывающие теплоперенос в дисперсных материалах. Это система с динамической теплоемкостью, которую в первом приближении можно описать как [13]:

$$c(t) = 1 - [1 - c(0)] 6/\pi^2 \exp(-t/\tau); \tau = R^2 / a_0 \pi^2. \quad (10)$$

Здесь R – это радиус однородных включений, а a_0 – равновесный коэффициент температуропроводности дисперсного материала.

Основные параметры РФ находятся в пределах $c(0) \div 0.1-1.0$; $\tau \sim 10^{-7} - 10^{-3}$ с.

Материалы типа Максвелла соответствуют следующим соотношениям для мгновенных значений РФ [3,12]:

$$\lambda(0) = 0, \lambda^{(1)}(0) > 0, c(0) > 0. \quad (11)$$

Основные качественные особенности однотипных задач теплопереноса для материалов типа Максвелла, и для гиперболического уравнения. Оно соответствует РФ вида

$$\lambda(t) = 1 - \exp(-t/\tau_0), c(t) = H(t). \quad (12)$$

Этот МТП назван в [3] стандартной средой Максвелла.

Основные свойства переноса тепла в материалах типа Максвелла и для гиперболического уравнения (стандартной среде Максвелла) – совпадают. В том числе, во всех материалах типа Максвелла распространение теплового возмуще-

ния происходит с конечной скоростью.

В [1] описаны конкретные примеры переноса тепла при низких температурах в материалах – диэлектриках и чистых кристаллах (в режимах второго звука и в баллистическом режиме), а в [11] эти материалы типа Максвелла описаны соответствующими РФ. Применение МТП позволяет единообразно описать процесс распространения тепла в чистых кристаллах при низких температурах. Предсказываемые в теплопереносе МТП основные особенности распространения теплового возмущения (неискаженной волновой части решения и искаженного диффузного следа) согласуются с экспериментально наблюдаемыми особенностями. В режимах БР и ВЗ, где время релаксации τ составляет порядка $10^{-7} - 10^{-5}$ с, искаженная часть решения может распространяться на значительное расстояние $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ м, что согласуется с экспериментальными данными.

Для инженерных приложений теплоперенос в материалах типа Максвелла важен для быстрых мезоскопических явлений, и различных наноструктур и наноприборов, в которых реализуется баллистический перенос тепла.

4. Основные свойства переноса тепла в материалах с памятью

Особенности переноса тепла в материалах с тепловой памятью определяются двумя факторами: свойствами самой тепловой среды с памятью и временными характеристиками тепловых режимов нагружения (под ними понимаются дополнительные условия однозначности решения – начальные и краевые).

Для класса режимов теплового нагружения, выходящих на стационарный режим (или характерное время изменения которых больше $\tau_{рф}$ – характерного времени релаксации РФ), при больших временах (или альтернативно, при низких частотах) процесс теплопереноса в любом материале с затухающей памятью асимптотически стремится к однотипному процессу переноса тепла в обычной материале Фурье.

При малых временах ($t \leq (5-10) \tau_{рф}$ – характерного времени релаксации РФ), при), или, альтернативно, при высоких частотах ($f \geq (0.1-0.2) / \tau_{рф}$) – характерного времени релаксации РФ), при) особенности распространения тепла определяются типом материала с памятью (Фурье или Максвелла) и характеристиками режима нагружения в области малых времен (существование разрыва для заданных краевых функций в начальный момент времени, и скорость изменения функции во времени).

В тепловых материалах типа Фурье в области малых времен (высоких частот) проявляется искаженный диффузионный след, который количественно совпадает с диффузионным следом однотипной тепловой задачи для обычного материала Фурье с равновесными эффективными ТФХ вида: $c_{эф} = c_0 c(0)$, $\lambda_{эф} = \lambda_0 \lambda(0)$. Качественные особенности этих решений – те же, что и для обычного материала Фурье. При больших временах это решение постепенно переходит в решение однотипной задачи для обычного материала Фурье с равновесными ТФХ.

В тепловых материалах типа Максвелла в области малых времен (высоких частот) заметным образом проявляются волновые свойства при распространении тепла (ударная затухающая тепловая волна при скачке температуры на границе, искаженный след недиффузного типа, отражение и интерференция волн, резонансные явления на высоких частотах при некоторых условиях и т.д.).

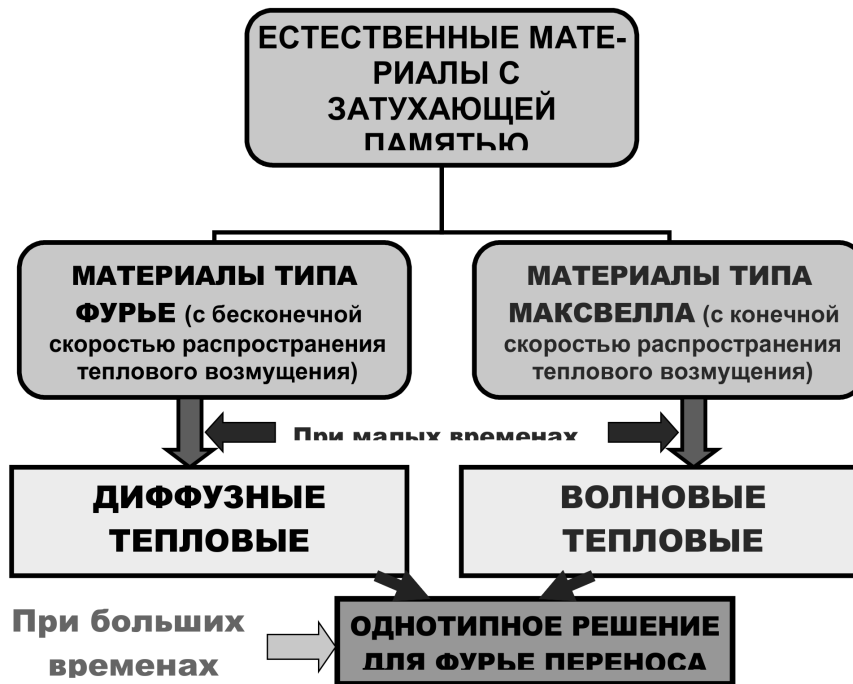
Таким закономерностям подчиняются и описанные в работе процессы переноса тепла в баллистическом режиме и режиме второго звука в жидком гелии и чистых кристаллах при низких температурах.

Эффекты быстрозатухающей памяти проявляются в физических явлениях, описанных выше. Быстрое затухание эффектов памяти происходит в материалах, встречающихся в природе и технике.

Таким образом, процесс переноса тепла в материале с тепловой памятью и без нее может отличаться только в области малых времен, как показано ниже на диаграмме. При этом параметры РФ оказывают большое значение на поведение решений теплопереноса в МТП при малых временах.

В работах [4 – 8] установлены свойства гармонических тепловых волн (ТВ) при их распространении в МТП, а также при отражении ТВ на границе двух материалов с тепловой памятью. Показано, что затухание ТВ при их распространении существенно зависит от свойств памяти материалов. При этом затухание ТВ может быть как больше, так и меньше, чем при обычном теплопереносе по Фурье.

Грубо говоря, чем «больше» память материала, тем меньше затухание ТВ при их распространении. В [4, 6] показано, что в ограниченном стержне из МТП появляются стоячие волны (как и в оптике). При этом амплитуда стоячих волн возрастает при «увеличении» памяти материала. То есть, в принципе, в МТП с «большой» памятью возможны резонансные явления, что принципиально невозможно при обычном теплопереносе Фурье (без памяти).



Выводы.

Естественные материалы с тепловой памятью (МТП) проявляют широкий спектр свойств – от диффузионного решения до чисто волнового решения.

Естественные материалы с памятью обладают сильным затуханием эффектов памяти, в том числе, волновых свойств.

Эффективному применению МТП для реализации новых «волновых» тепловых приборов мешает сильное затухание волновых эффектов в теплопередаче (в отличие от оптики, где волновые эффекты слабо затухают). Поэтому необходимо преодолеть этот недостаток естественных МТП.

5. Активные материалы с тепловой памятью

Чтобы эффективно использовать эффекты тепловой памяти материалов, в том числе, и волновые явления, необходимо увеличить память материала, что реализуется в активных материалах с тепловой памятью. Под последними понимаются такие МТП, в которых существует объемный распределенный источник внутренней энергии, пропорциональный температуре, или производной от температуры по времени.

Математически это означает, что в уравнении баланса (3) мы имеем распределенный источник внутренней энергии вида:

$$\begin{aligned} \partial e / \partial t &= - \operatorname{div} q + \sigma_V, \\ \sigma_V &= \sigma_0 + \sigma_1 (T - T_0) + \gamma_1 \partial T / \partial t. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь T – температура в каждой точке тела, T_0 – некоторое выделенное значение температуры, $\sigma_0, \sigma_1, \gamma_1$ – параметры (неотрицательные) источника энергии, зависящие от равновесных и динамических ТФХ. При этом возможны два случая: $\sigma_0 \geq 0, \sigma_1 > 0, \gamma_1 = 0$, и $\sigma_0 = \sigma_1 = 0, \gamma_1 > 0$.

В работах [7 – 9] показано, что при некоторых условиях, использование таких источников энергии приводит к увеличению волновых эффектов, и даже, к усилению ТВ в процессе их распространения. Кроме того, показано, что в ограниченном стержне из МТП с таким источником могут возникать стоячие волны определенных частот, аналогично стоячим волнам (модам) в оптическом лазере. Как результат – такие активные МТП можно использовать для конструирования принципиально новых волновых тепловых приборов и устройств различного назначения.

Возникает вопрос – как практически реализовать такие объемные источники энергии?

Для реализации активных материалов с тепловой памятью можно использовать различные механизмы накачки энергии в среду, применяя внешние физические поля, такие как постоянное или переменное электрическое поле, электрический ток, магнитное поле и др. Для создания активных тепловых материалов с памятью перспективными являются следующие материалы: полупроводники, сегнетокерамика, халькогенидные стекла, некоторые органические жидкости и полимеры.

Приведем два примера таких механизмов накачки энергии:

- джоулев нагрев в полупроводниках за счет прохождения постоянного электрического тока,
- процессы деполяризации в диэлектриках (сегнетокерамики) с выделением энергии при наложении постоянного электрического поля.

Активный МТП выбирается таким образом, чтобы его физические характеристики (равновесные и динамические), реагирующие на приложенное внешнее поле, имели сильную зависимость от температуры.

Так, если применяется механизм джоулева нагрева (что соответствует в (13) случаю $\sigma_0 \geq 0$, $\sigma_1 = \sigma_0(T_0) d \ln \sigma_3 / d T > 0$, $\gamma_1 = 0$) [7–9], то используется зависимость электропроводности σ_3 материала от температуры. Компенсация сильного затухания волновой части решения возможна, если коэффициент σ_1 будет достаточно большим. Такими свойствами обладают некоторые полупроводники, в которых вблизи фазового перехода диэлектрик-металл производная $d \ln \sigma_3 / d T$ может составлять величину 5–20 и более [14]. Это возможно, например, в $MnTe_2$ вблизи точки Нееля [14]. Полупроводниковые материалы такого типа являются весьма перспективными для реализации активных МТП.

Такие материалы можно использовать для усиления и генерации ТВ. Кроме этого, такие активные МТП можно использовать для реализации переключаемых теплозащитных/теплопропускающих покрытий, управляемых посредством внешних воздействий (температура, электрическое поле и др.). Такие покрытия, например, можно эффективно использовать в устройствах автоматического управления в различных областях техники.

Если активный МТП основан на выделении энергии при деполяризации диэлектрика (сегнетокерамики), находящегося в постоянном электрическом поле, то это соответствует в (13) случаю: $\sigma_0 = \sigma_1 = 0$, $\gamma_1 > 0$. При этом используется зависимость диэлектрической проницаемости $\epsilon(T)$ от температуры. Выделение энергии при деполяризации соответствует области температуры выше точки Кюри, когда сегнетокерамика находится в параэлектрической фазе [15]. Одним из интересных свойств сегнетокерамики – это переход вблизи точки Кюри из сегнетоэлектрической в параэлектрическую фазу. При этом происходит резкое изменение диэлектрической проницаемости, теплоемкости и некоторых других физических свойств. Вблизи этого фазового

перехода усиливаются кооперативные явления в веществе, что приводит к увеличению эффектов памяти в диэлектрической проницаемости и теплоемкости. Поэтому сегнетокерамика вблизи точки Кюри представляет собой МТП с динамической теплоемкостью. При этом равновесная теплопроводность слабо зависит от температуры, а равновесная теплоемкость имеет резкий максимум вблизи температуры Кюри. Поведение динамических диэлектрической проницаемости и теплоемкости зависит от внешнего электрического поля, давления и других факторов.

Перспективными материалами для реализации активных МТП являются различные типы сегнетокерамики, например, титанат бария. Он имеет фазовый переход сегнетоэлектрик-параэлектрик вблизи температуры Кюри (120 °С). При этом его равновесная теплопроводность слабо зависит от температуры, а равновесная теплоемкость имеет резкий максимум вблизи температуры Кюри. Поведение диэлектрической проницаемости и теплоемкости зависит от температуры и внешнего электрического поля, как показано на рисунках ниже.

Динамическую теплоемкость титаната бария можно описать РФ вида:

$$c(t) = 1 - [1 - c(0)] \exp(-t / \tau);$$

$$c(0) \approx 0,5; \tau = B / |T - T_C|^{1/2}. \quad (14)$$

Время релаксации τ вблизи точки Кюри может изменяться в пределах 0,1 – 50 с и более.

Оценка показывает, что для титаната бария в окрестности точки Кюри (выше 120 °С) коэффициент γ_1 может достигать значений

$$\gamma_1 \approx (0,5 - 2,5) 10^3 E^2, \quad (15)$$

где напряженность электрического поля в Кв/см.

При разумных значениях напряженности электрического поля можно усиливать гармонические ТВ вплоть до частот

$$\omega_{KP} \approx (0,3 - 0,8) \text{ рад/с}. \quad (16)$$

Таким образом, существуют реальные сегнетокерамики, которые можно использовать для реализации теплового усилителя и резонансного генератора тепла.

Активные МТП можно использовать не только для усиления ТВ, но и для противоположных целей – термостабилизации, реализации минитермостатов, и родственных научно-технических задач. Для реализации этих задач тоже можно использовать некоторые сегнетокерамики, но не в параэлектрической, а в сегнетоэлектрической фазе (ниже температуры Кюри).

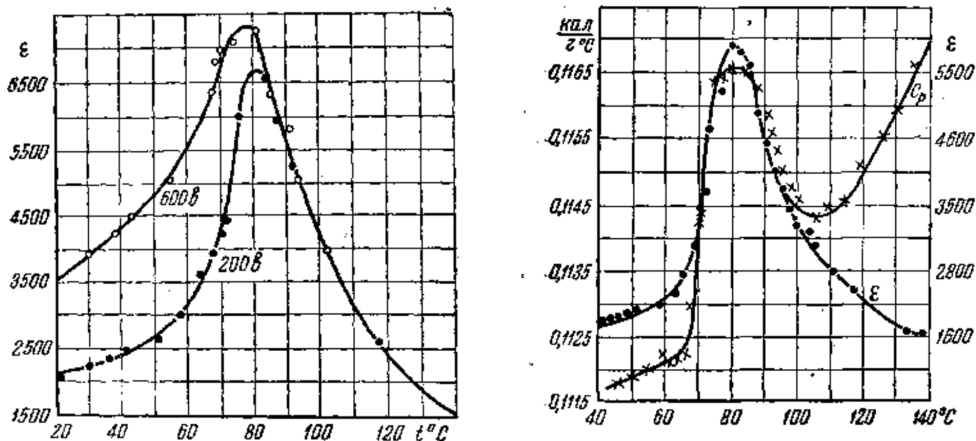


Рис.1. Зависимость теплоемкости и диэлектрической проницаемости от температуры и электрического поля для титаната бария

6. Заключение

В настоящее время мы находимся в начале экспериментального изучения и использования активных МТП для совершенно разнообразных применений в науке и технике, которые невозможно предсказать сейчас. В настоящее время можно указать только несколько возможных применений МТП.

Усилители ТВ. Их можно применять: для усиления тепловых импульсов, для повышения чувствительности сенсоров температуры, в том числе, для тепловидения (повышение чувствительности приемников ИК излучения).

Активные МТП можно применять для реализации резонансного теплового генератора (теплового аналога лазера) в качестве генератора мощных тепловых импульсов. Его можно использовать для подавления тепловизионных при-

боров обнаружения. Кроме того, можно создавать управляемые динамические тепловые образы объектов для разных целей.

Кроме того, активные МТП можно применять и для целей термостабилизации. Также, МТП можно использовать для переключающихся управляемых теплозащитных/теплопропускающих покрытий.

Кроме того, возможно использование активных МТП для новых видов измерений в теплофизике (например, спектроанализатор тепловых сигналов – аналогично спектральному анализу в оптике) и др..

В принципе, развитие активных МТП может привести в теплофизике к революции, подобной тому, как это произошло в оптике после изобретения и реализации лазера.

Список использованных источников

1. Лыков А.В. Теплообмен. Справочник. – М.: Энергия, 1978, 536 с.
2. Joseph D.D., Heat Waves, // Phys. Rev. Modern. 61 (1), 1989, pp.41-73.
3. Новиков И.А. Два типа переноса тепла в средах с тепловой памятью. // ИФЖ, 44, №4, 1983, сс. 664 - 672.
4. Novikov I.A., Harmonic Thermal Waves in Materials With Thermo Memory, J. Appl. Phys., 81, pp. 1067–1072, 1997.
5. Новиков И.А., Эволюция теплового возмущения в средах с памятью. // ИФЖ, 46, № 6, 1984, сс. 1002–1007.
6. Новиков И.А., Электротепловая аналогия в наследственных средах и ее применение. // ИФЖ, 55, № 4, 1988, сс. 643 – 650.
7. Новиков И.А., О наследственной усиливающей тепловой среде. // ЖТФ, 57, № 6, 1987, сс. 1061 – 1064.
8. Новиков И.А., Тепловой аналог лазера. // ЖТФ, 64, № 4, 1994, сс. 1 – 8.
9. Новиков И.А., Интерференция тепловых волн в средах с тепловой памятью. // ЖТФ, 65, № 1, 1995, сс. 3 – 11.
10. Новиков И.А., Резонансная генерация гармонических тепловых волн в средах с памятью. // ИФЖ, 62, № 3, 1992, сс. 491 – 497.
11. Новиков И.А., Колпащиков В.Л., Шнип А.И., Экспериментальные обоснования нефурьевского теплопереноса. // Mat. Межд. Конф. «Реофизика и Теплофизика неравновесных систем», Минск, АН БССР, 1991, сс. 58 – 62.
12. Новиков И.А., Линейная термодинамика в средах с памятью. // ИФЖ, 52, № 5, 1987, сс. 958 – 959.
13. Новиков И.А., Определение динамических тепловых свойств среды. // Ж. Измерит. Техн., 37, № 8, 1994, сс. 40 – 44.
14. Нагаев Э.Л., Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. 432 с..
15. Лайнс М., Глас А.. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир. 1981. 736 с..