

Нетрадиционные методы термостабилизации элементов фото- и микроэлектроники

Л. П. Булат, О. В. Пахомов, А. С. Старков

Рассмотрены принципы работы электро- и магнитокалорических охладителей и современное состояние этих методов охлаждения. Исследованы термодинамические характеристики нового типа электрокалорического охладителя, работающего без тепловых ключей. Показано, что при определенных условиях теоретический холодильный коэффициент может достигать холодильного коэффициента цикла Карно.

PACS: 07.20.Mc

Ключевые слова: охладитель, термодинамические характеристики, цикл Карно.

Введение

Использование традиционных методов охлаждения, как правило, не в состоянии обеспечить не-

обходимый уровень термостабилизации современных элементов фото- и микроэлектроники с точки зрения массогабаритных параметров, долговечности и надежности. Микроминиатюризация элементов фото- и микроэлектроники часто требует отвода потоков тепла вплоть до (10^2 — 10^3) Вт/см² от небольших участков (spot cooling), такой теплоотвод, конечно, не может быть осуществлен традиционными методами. В этой связи наиболее интересными и перспективными способами термостабилизации и охлаждения являются твердотельные методы.

Булат Лев Петрович, зав. кафедрой.

Пахомов Олег Всеволодович, доцент.

Старков Александр Сергеевич, доцент.

Университет низкотемпературных технологий.

Россия, 191002, С.-Петербург, ул. Ломоносова, 9.

Тел.: (812) 575-62-44, 764-71-49.

E-mail: refr@spb.ru; lbulat@mail.ru.

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2008 г.

© Булат Л. П., Пахомов О. В., Старков А. С., 2010

Термоэлектрическое охлаждение — один из видов твердотельного охлаждения. Оно достаточно хорошо зарекомендовало себя в решении задач термостабилизации элементов фото- и микроэлектроники. Однако ему присущ недостаток — недостаточно высокий холодильный коэффициент, в то время как электрическая мощность источника питания обычно ограничена. Существенного увеличения холодильного коэффициента таких охладителей, по всей вероятности, можно достичь путем использования нанокмполитов для создания эффективных термоэлектрических материалов [1, 2].

Вместе с тем известны и иные твердотельные методы охлаждения, которые, по-видимому, станут весьма результативными не только для термостабилизации элементов фото- и микроэлектроники, но и для создания мощных холодильных машин. Речь идет об электро- и магнитокалорическом методах охлаждения [3, 4].

Электрокалорическое охлаждение

Электрокалорический (ЭК) эффект состоит в увеличении температуры диэлектрика при создании в нем электрического поля с напряженностью \vec{E} , а затем в уменьшении его температуры при выключении этого поля в адиабатических условиях. В отсутствие электрического поля молекулы в диэлектрике ориентированы хаотично: в полярных диэлектриках диполи разупорядочены, а в неполярных — молекулы неполяризованы. Если диэлектрик обладает сегнетоэлектрическими свойствами, то в отсутствие электрического поля электрические домены также расположены хаотично и во всех случаях вектор поляризации образца равен нулю. Если же теперь включить постоянное электрическое поле, то произойдет поляризация диэлектрика — дипольные моменты молекул (либо доменов в сегнетоэлектрике) получат преимущественное направление. Соответственно, энтропия образца уменьшится $S|_{E=0} > S|_{E \neq 0}$, а в адиабатических условиях $TdS = 0$ это приведет к повышению температуры, т. е. электрическое поле выполнит работу по упорядочению диполей, и это вызовет увеличение внутренней энергии диэлектрика. При выключении же внешнего электрического поля энтропия возрастет, диполи приобретут хаотическую ориентацию, для чего им потребуются изъятие тепла из кристаллической решетки, что и приведет к понижению температуры.

Наиболее интересными материалами для ЭК-охлаждения оказались сегнетоэлектрики, так как в них наблюдается наибольший по величине ЭК-эффект, причем этот эффект является максимальным вблизи температуры фазового перехода.

Следует отметить цикл работ В. М. Бродянского, Ю. В. Синявского и других авторов, которые теоретически и экспериментально исследовали ЭК-холодильник и предложили конкретные способы реализации ЭК холодильных машин [5—8].

Специфика ЭК-эффекта состоит в том, что поглощение и выделение теплоты происходят в одном и том же объеме. Поэтому непрерывное охлаждение может быть получено, если, например, два эквивалентных охлаждающих устройства работают в противофазах: в данный момент одно из них поглощает теплоту, а другое — выделяет ее. Для управления тепловыми потоками в системе двух эквивалентных охлаждающих устройств используют либо тепловые ключи на термоэлектрическом эффекте, либо специальные способы прокачки теплоносителя [3].

Использование в ЭК-установках тонких керамических (сегнетоэлектрических) пластин и пленок толщиной 100 мкм—100 нм позволяет уменьшить рабочие электрические напряжения, что уменьшает риск электрического пробоя образца и обеспечивает электробезопасность.

Материалами, обладающими заметными величинами ЭК-эффекта, в основном являются соединения со структурой перовскита [3]. Следует отметить недавнюю работу [9], в которой экспериментально достигнут гигантский ЭК-эффект 0,48 К/В на пленках $\text{PbZr}_{0,95}\text{Ti}_{0,05}\text{O}_3$ толщиной 350 нм вблизи температуры фазового перехода 242 °С; при этом был получен эффект $\Delta T = 12$ К. Авторы работы [10] продемонстрировали значительный эффект $\Delta T = 5$ К при напряжении 25 В на пленках толщиной 260 нм из сегнетоэлектрика $0,9 \text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ — $0,1 \text{PbTiO}_3$ вблизи температуры фазового перехода 60 °С.

Магнитокалорическое охлаждение

Магнитокалорический эффект является аналогом ЭК-эффекта. Отличие состоит в том, что для изменения температуры используется не электростатическое, а постоянное магнитное поле. Эффект состоит в изменении температуры пара- или ферромагнетика при адиабатическом изменении напряженности магнитного поля [3]. Отметим, что известный метод адиабатического размагничивания парамагнитных материалов, используемый для получения сверхнизких температур, является разновидностью магнитокалорического эффекта.

В одном каскаде магнитокалорического холодильника можно достичь большего снижения температуры от комнатной температуры, чем в одном каскаде ЭК холодильной машины [3, 11]. Действительно, величина эффекта достигает $\Delta T = 14,2$ К

в ErAl_2 при напряженности магнитного поля 75 кЭ [12] или значений $\Delta T = 15$ К в $\text{Gd}_5\text{Si}_2\text{Ge}_2$ при 50 кЭ [13].

Новый тип ЭК холодильной машины

Рассмотрим вариант реализации ЭК холодильной машины [14, 15]. Пусть в термодинамическом цикле участвуют три рабочих тела (рис. 1): ЭК-элемент HOT, ЭК-элемент COL и регенератор REG, который обеспечивает тепловую связь между сегнетоэлектрическими конденсаторами HOT и COL. Одна сторона элемента COL контактирует с охлаждаемым объектом при температуре T_c , а другая — имеет тепловой контакт с регенератором REG. Для ЭК-элемента HOT выполняются следующие граничные условия: его одна сторона контактирует с регенератором, а другая — с тепловым резервуаром (окружающей средой с температурой T_H). В работах [14, 15] с помощью компьютерного моделирования показано, что такая система при периодическом изменении напряженности электрического поля выходит на новый установившийся температурный режим, при котором имеет место градиент температуры (рис. 2).

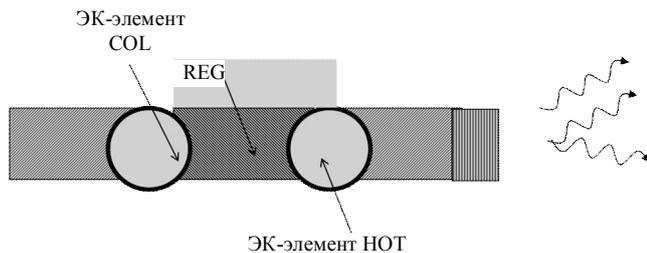


Рис. 1. Схематическое изображение ЭК-охладителя

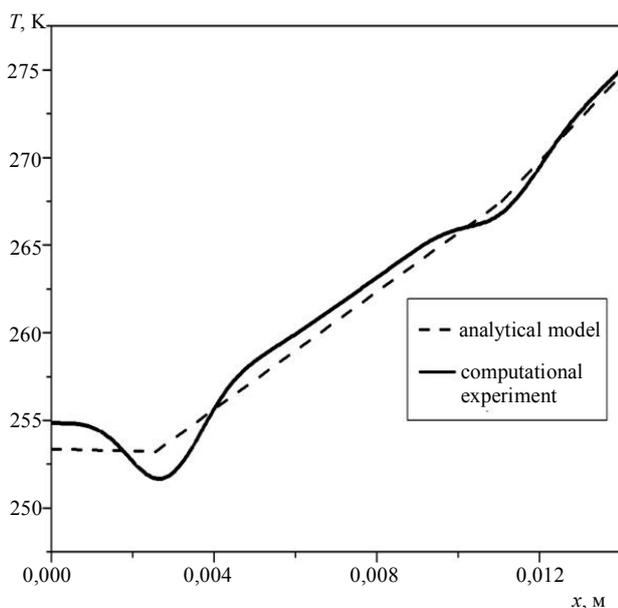


Рис. 2. Установившееся распределение температуры вдоль охладителя после окончания переходного процесса

Далее будем считать, что система вышла на установившейся режим [16]. Этот режим характеризуется также и тем, что температура в каждой точке осциллирует около некоторого постоянного значения. Очевидно, данная структура фактически является твердотельным охладителем [17]. Такой ЭК-охладитель принципиально отличается от известных аналогов, поэтому мы не можем воспользоваться известным термодинамическим анализом [18—20] для сегнетоэлектрического преобразователя энергии.

Для дальнейшего анализа примем следующие условия и приближения:

- Включение и выключение ЭК-элементов происходят путем подачи периодических импульсов электрического напряжения (рис. 3). При этом имеет место фазовый сдвиг между последовательностями импульсов, подаваемых на первый и второй элементы. Данное условие может быть выполнено за счет введения линии задержки.

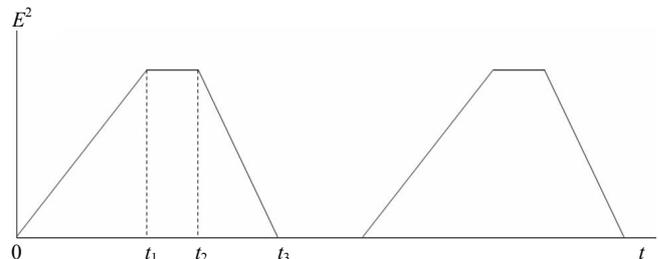


Рис. 3. Последовательность импульсов напряженности электрического поля на ЭК-конденсаторах при заданной разности потенциалов

- Процессы заряда и разряда протекают либо квазиadiaбатно, либо квазиизотермически. Это условие справедливо, поскольку тепловая и электрическая постоянные времени могут отличаться на несколько порядков. Управлять соотношением между этими постоянными можно за счет изменения длительностей переднего и заднего фронтов импульсов напряжения, подаваемого на ЭК-элемент. Если длительность фронта много меньше, чем тепловая постоянная, то, несмотря на наличие тепловых связей, процесс заряда будет протекать квазиadiaбатно, если время заряда больше тепловой постоянной, то процесс заряда конденсатора будет протекать квазиизотермически.

- Можно пренебречь тепловыми потерями и диссипацией электрической энергии. Данное допущение справедливо, поскольку в парафазе для сегнетоэлектриков характерна малая величина диэлектрических потерь.

- Изменение температуры при квазиadiaбатном разряде ΔT_{ad}^C конденсатора больше, чем изменение температуры при его квазиadiaбатном заряде ΔT_{ad}^H . Выполнение этого условия обеспечи-

вается положением рабочей точки — мы выбираем ее на участке убывания функции

$$\gamma(T) = \frac{\partial}{\partial T} \varepsilon(T),$$

где $\varepsilon(T)$ — диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика.

Тогда из известного соотношения для адиабатного ЭК-эффекта [18] $\Delta T_{ad} = \int \frac{T}{C_E} \left(\frac{\partial}{\partial T} \varepsilon(T) \right) \times EdE = \int \frac{T}{C_E} \gamma(T) EdE$ сразу вытекает справедливость этого допущения. На рис. 4 представлена зависимость $\varepsilon(T)$ для титаната бария.

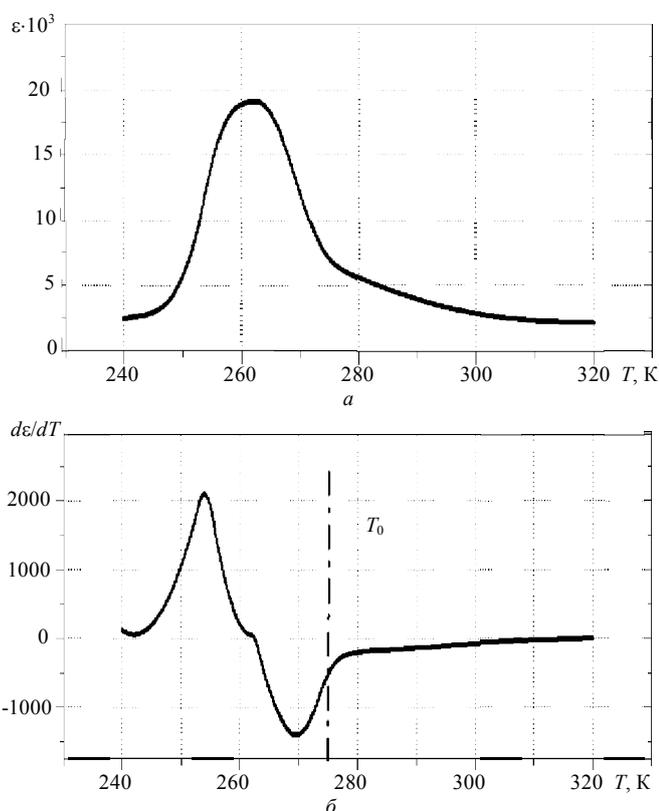


Рис. 4. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости для титаната бария: а — $\varepsilon(T)$; б — производная $\varepsilon(T)$ по температуре

- Электрические поля считаем не очень большими, так что можно пренебрегать зависимостью диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика от напряженности электрического поля E .
- Теплоемкость ЭК-элемента зависит от напряженности электрического поля известным образом [21]:

$$C_E = C_O + E^2 T \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial T^2}.$$

- Теплообмен между ЭК-элементами происходит через регенератор, причем количество тепла, полученное от первого элемента, равно коли-

честву теплоты, переданному второму, т. е. отсутствуют потери на недорекуперацию, или теплообмен является полным. Отметим, во-первых, что подобное допущение используется также при термодинамическом анализе регенеративных циклов Стирлинга и Эриксона, хотя в действительности для реальных конструкций всегда имеют место потери в регенераторе. Однако данный подход оправдан для расчета максимально возможной или теоретической эффективности регенеративного цикла. Во-вторых, в цикле Стирлинга газообразный теплоноситель периодически обменивается теплотой с регенератором путем вынужденной конвекции. В нашем случае такого теплоносителя нет, и теплообмен происходит только за счет теплопроводности и, следовательно, величина тепловых сопротивлений здесь может быть существенно меньше, чем для газа. Поэтому использование для цикла твердотельного охладителя допущения о полной регенерации представляется нам более обоснованным, чем для случая цикла с конвективным теплообменом в регенераторе.

Новый тип ЭК холодильной машины. Термодинамический анализ

Рассмотрим циклическую последовательность рабочих процессов данного устройства (рис. 5). Первый элемент совершает цикл $A-B-C$, а второй — цикл $1-2-3$, причем процессы происходят с фазовым сдвигом. Началом рабочих процессов цикла является состояние, когда ЭК-элемент НОТ заряжен и имеет температуру $T_2^H = T_H$, ЭК-элемент СОЛ заряжен и имеет температуру $T_3^C = T_H$. Температура регенератора имеет среднее значение $T_{REG} < T_H$.

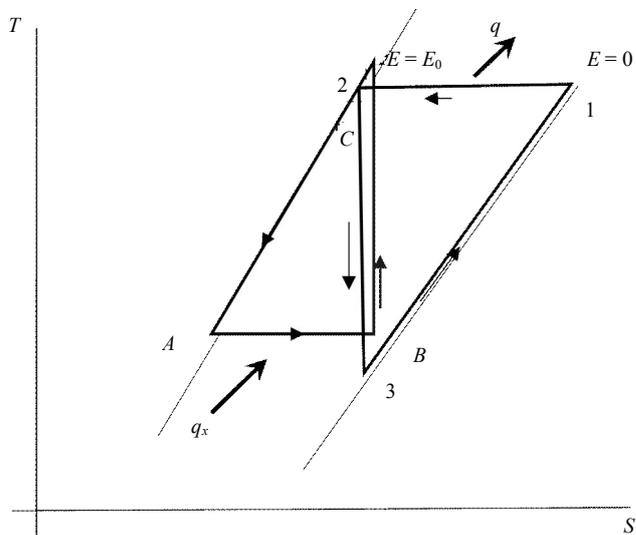


Рис. 5. Теоретический цикл твердотельного охладителя на ЭК-эффекте

• В процессе 2—3 элемент НОТ адиабатически разряжается, и его температура уменьшается от температуры T_2^H до температуры T_3^H . Причем, как уже ранее упоминалось, $T_3^H < T_A^C$. Это приводит к тому, что на краях регенератора появляется разница температур, и в нем возникает тепловой поток теплопроводности, направленный от элемента СОЛ к элементу НОТ. В процессе С—А из-за возникшего градиента температуры происходит охлаждение заряженного конденсатора СОЛ от температуры T_B^C до температуры $T_A^C = T_C^C = T_C$ при постоянной напряженности электрического поля.

• В процессе А—В при контакте с регенератором происходит изотермический разряд элемента СОЛ, и от охлаждаемого объекта при температуре $T_C = T_A$ отводится теплота, равная $Q_C = T_A \left(\frac{\partial \varepsilon(T_A)}{\partial T} \right)_E E^2$ [15]. Элемент НОТ в это время нагревается от температуры T_3^H до температуры T_B^C на начальном участке процесса 3—1.

• В процессе В—С происходит адиабатный заряд элемента СОЛ, и его температура увеличивается от T_B^C до температуры $T_C^C > T_H$. В процессе 3—1 продолжает происходить нагрев при постоянной напряженности электрического поля элемента НОТ от температуры T_3^H до температуры $T_1^H = T_2^H = T_H$.

• В процессе 1—2 происходит изотермический заряд конденсатора НОТ, в результате чего в окружающую среду отводится теплота $Q_H = T_H \left(\frac{\partial \varepsilon(T_H)}{\partial T} \right)_E E^2$, причем $Q_H > Q_C$. На одном конце регенератора температура равна T_H , а на другом $T_B^C > T_H$, следовательно, имеет место тепловой поток внутрь регенератора от элемента СОЛ к элементу НОТ. Далее цикл повторяется.

Возможность осуществления процессов С—А и 2—3 вытекает из следующего. Регенератор за короткий промежуток времени с одной стороны получает количество тепла Q'_{REG} , а с другой — теряет теплоту Q''_{REG} , и через определенное время система должна была бы достичь теплового равновесия. Однако в нашем случае постоянно имеет место градиент температуры, который обусловлен различием в граничных условиях для элементов НОТ и СОЛ. Первый элемент имеет связь с термостатом, а второй в предельном случае теплоизолирован.

Процессы С—А и 3—1 могут быть более подробно изучены при решении задачи теплопроводности, в которой регенератор рассматривается как теплопроводящий стержень с начальной температурой T_{REG} при периодическом действии локальных источников с фазовым сдвигом и с несимметричными граничными условиями [22].

При квазистационарном анализе предположим, что при условии постоянной температуры середины регенератора происходят колебания температуры на его концах, причем данные колебания имеют фазовый сдвиг. Решение именно данной задачи по методу конечных элементов представлено в работах [14, 15].

Для простоты анализа будем считать, что регенератор, температура которого уменьшилась за счет охлаждения при адиабатном разряде элемента НОТ, полностью поглотил количество теплоты, которое вошло в регенератор в процессе нагрева адиабатного заряда элемента СОЛ, и в соответствии с нашими допущениями вернулся к начальной температуре. Следует отметить, что в данном цикле имеет место теплоприток к холодной зоне, как и в регенеративных циклах Стирлинга, Эриксона, Гиффорда—Мак-Магона, где изотермические процессы расширения газа протекают при наличии градиента температуры в регенераторе.

Возникает следующая проблема: поскольку изотермический разряд ЭК-элемента СОЛ происходит при наличии градиента температуры в регенераторе (как и вдоль всей структуры), то холодопроизводительность элемента СОЛ в изотермическом процессе пойдет на компенсацию поступающего к нему теплопритока, т. е. на охлаждение регенератора. Однако в данном случае это не так. Как уже отмечалось, в данном цикле выполняется условие $T_3^H < T_A^C$, следовательно, величина энергии, которая поступала бы к элементу СОЛ с теплопритоком через регенератор, будет отводиться за счет разности температур $T_3^H - T_A^C$ к элементу НОТ на предыдущем шаге, т. е. на начальном участке процесса 3—1. Величина отводимой энергии равна $Q = C(T_3^H - T_A^C)$. Этот процесс происходит потому, что цикл 1—2—3 опережает по фазе цикл А—В—С. Следовательно, соотношение теплоемкости и теплопроводности регенератора будет определять нижний температурный уровень T_C . Данная проблема является ключевой и при создании газовых криогенных машин.

Определим теоретическую эффективность данного цикла. Обозначим адиабатное изменение температуры элемента СОЛ — ΔT_{ad}^C , а изменение температуры при адиабатном охлаждении элемента НОТ — ΔT_{ad}^H . Тогда к элементу НОТ подводит-

ся теплота ΔQ_1^H и отводится ΔQ_2^H , где $\Delta Q_1^H = C_O^H(T_1^H - T_3^H)$, $\Delta Q_2^H = \Delta Q_H = T_H \left(\frac{\partial \varepsilon(T_H)}{\partial T} \right)_E E^2$.

Работа цикла L^H , который совершает элемент НОТ, равна $L^H = \Delta Q_2^H - \Delta Q_1^H$.

К элементу СОЛ подводится теплота ΔQ_1^C и отводится ΔQ_2^C : $\Delta Q_1^C = C_E^C(T_C^C - T_A^C)$, $\Delta Q_2^C = \Delta Q_C = T_A \left(\frac{\partial \varepsilon(T_A)}{\partial T} \right)_E E^2$. Работа цикла L^C , который совершает элемент НОТ, равна $L^C = \Delta Q_2^C - \Delta Q_1^C$, а общая работа L_Σ всего цикла определяется суммой $L_\Sigma = L^C + L^H = \Delta Q_2^C + \Delta Q_2^H = \Delta Q_C + \Delta Q_H$. Данный результат получен из условия полноты теплообмена в регенераторе $\Delta Q_1^H = \Delta Q_1^C$, $C_O^H(T_1^H - T_3^H) = C_E^C(T_C^C - T_A^C)$, или в принятых ранее обозначениях: $C_O^H \Delta T_{ad}^H = C_E^C \Delta T_{ad}^C$.

Последнее равенство выполняется несмотря на то, что $\Delta T_{ad}^C < \Delta T_{ad}^H$, поскольку величина теплоемкости сегнетоэлектрика зависит от напряженности электрического поля, причем $C_E^C > C_O^H$. Нагрев элемента НОТ происходит в отсутствие электрического поля, а охлаждение элемента СОЛ — при его наличии.

Теплоемкость может быть рассчитана по формуле:

$$C_E^C = C_O(T_C) + E^2 T_C \frac{\partial^2 \varepsilon(T_C)}{\partial T^2}.$$

Найдем величину холодильного коэффициента Ψ :

$$\Psi = \frac{\Delta Q_C}{L_\Sigma} = \frac{\Delta Q_C}{\Delta Q_H - \Delta Q_C},$$

где величина энергии ΔQ рассчитывается для изотермического ЭК-эффекта

$$\Delta Q = \int T \left(\frac{\partial}{\partial T} \varepsilon(T) \right) E dE = \int T \gamma(T) E dE \approx T \gamma(T) E^2.$$

Исключив теперь E^2 , будем иметь:

$$\Psi = \frac{T_C \gamma(T_C)}{T_H \gamma(T_H) - T_C \gamma(T_C)}.$$

Разложим в ряд Тейлора коэффициент $\gamma(T)$:

$$\gamma(T_H) = \gamma(T_C) + \frac{\partial \gamma(T_C)}{\partial T} (T_H - T_C) + \dots \quad (1)$$

Тогда, ограничиваясь членом первого порядка, получим

$$\Psi = T_C \left/ (T_H - T_C) \left(1 - T_H \frac{\partial \gamma(T_C)}{\gamma(T_C) \partial T} \right) \right. \quad (2)$$

Или, вводя логарифмическую производную для $\gamma(T_C)$, будем иметь

$$\Psi = \Psi_K \frac{1}{1 - T_H [\ln(\gamma(T_C))]'},$$

где Ψ_K — холодильный коэффициент цикла Карно.

С достаточной степенью точности температурную зависимость диэлектрической проницаемости (см. рис. 4) можно аппроксимировать полиномом третьей степени: $\varepsilon(T) = mT^3 + nT^2 + kT + d$. Тогда для коэффициента $\gamma(T)$ можно записать: $\gamma(T) = 3mT^2 + 2nT + k$. Теперь для логарифмической производной будем иметь:

$$[\ln(\gamma(T_C))]' = \frac{6mT_C + 2n}{3mT_C^2 + 2nT_C + k}.$$

Выражая T_H в виде $T_H = T_C + \Delta T_{ad}$, окончательно получим

$$\Psi = \Psi_K \frac{1}{1 - \frac{6mT_C + 2n}{3mT_C^2 + 2nT_C + k} (T_C + \Delta T_{ad})}.$$

Таким образом, для расчета термодинамической эффективности можно представить экспериментальную зависимость диэлектрической проницаемости от температуры в виде полинома и вычислить величину холодильного коэффициента.

Определим теперь максимально возможный КПД данного теоретического цикла. Воспользуемся формулой (2) и графиком на рис. 4. Рассмотрим

случай, когда $T_H \frac{\partial \gamma(T_C)}{\gamma(T_C) \partial T} = 0$. Это условие выпол-

няется тогда, когда, во-первых, $\frac{\partial \gamma(T_C)}{\partial T} = 0$, а во-вторых, ΔT_{ad} настолько мало, что в формуле (1) можно ограничиться двумя первыми членами при разложении в степенной ряд.

Первое условие выполняется, если выбран такой режим работы охладителя, что рабочая температура холодного элемента T_C соответствует экстремуму зависимости $\gamma(T)$, т. е. точке перегиба на температурной зависимости диэлектрической проницаемости $\varepsilon(T)$ (см. рис. 4). Второе условие выполняется из физических соображений, поскольку ΔT_{ad} определяется подаваемым напряжением и свойствами материала.

Обсуждение результатов и выводы

Рассмотренный вариант ЭК-холодильника оказывается достаточно эффективным, причем его энергетическая эффективность будет зависеть от того, насколько близко его нижний температурный уровень совпадает с характерной точкой перегиба на температурной зависимости $\varepsilon(T)$. Если рабочая точка совпадает с точкой перегиба, теоретический холодильный коэффициент оказывается равным коэффициенту Карно.

Для того чтобы достичь охлаждения в широком температурном интервале, целесообразно использовать каскадное соединение таких охладителей аналогично известному в криогенной технике охлаждению по методу Пикте или каскадированию термоэлектрических охлаждающих модулей. В этом случае описанный ранее охладитель станет одним из элементов каскада холодильных циклов, которые связывают охлаждаемый объект и тепловой резервуар. Для повышения эффективности такого каскадного охладителя ЭК-элементы могут быть изготовлены из различных материалов, в результате чего происходит повышение точки Кюри (и точки перегиба) от элемента к элементу.

С точки зрения увеличения термодинамической эффективности ЭК-охладителя ключевой задачей является разработка материалов с заданной температурной зависимостью $\gamma(T)$.

Важными преимуществами твердотельного охлаждения является большая плотность твердого тела по сравнению с плотностью пара или газа в пароконденсационных устройствах. Изменение энтропии на единицу объема в твердых материалах в 6—8 раз выше, чем в газе [3], что позволяет существенно сократить габариты холодильников при сохранении их холодопроизводительности. С другой стороны, ЭК- и магнитокалорические методы получения искусственного холода могут осуществлять экологически чистое охлаждение в широком интервале температур как ниже, так и выше комнатной температуры.

Другое преимущество калорических методов охлаждения состоит в их высокой эффективности: это связано с тем, что нагрев и охлаждение являются практически обратимыми термодинамическими циклами в отличие от процессов сжатия и расширения пара в рабочем цикле пароконденсационного холодильника. В области комнатных температур калорические холодильники потенциально на 20—30 % эффективнее устройств, работающих по парогазовому циклу [3, 4].

Твердотельные охладители, в том числе и термоэлектрические, обладают еще и такими досто-

инствами [3, 4], как удобство и простота эксплуатации, бесшумность, независимость от ориентации в пространстве, легкость и удобство дистанционного управления, принципиальная возможность использования гибридных систем, когда в одном технологическом цикле задействованы охладитель и функциональная электронная схема.

Литература

1. Poudel B. et al.//www.scienceexpress.org/20 March 2008. P.1. 10.1126/ Science. 1156446.
2. Булат Л. П., Пивоваров Г. И., Снарский А. А. // Термоэлектрики и их применение. — СПб: ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН. 2006.
3. Флёрв И. Н.//Известия Санкт-Петербургского государственного университета низкотемпературных и пищевых технологий. 2008. № 1. С. 41.
4. Bulat L. P. //J. of Thermoelectricity. 2007. No. 3. P.15.
5. Бродянский В. М.//Низкотемпературные процессы и криогенные системы. — М., 1979. Вып. 427. С. 34.
6. Бродянский В. М., Синявский Ю. В.//Холодильная техника. 1982. № 7. С. 24.
7. Синявский Ю. В., Луганский Г. Е.//ДАН СССР. 1992. Т. 323. № 2. С. 322.
8. Sinyavskii Yu. V.//Chemical and Petroleum Engineering. 1995. V. 31. No. 9.
9. Mischenko A. S., Zhang Q., Scott J. F., Whatmore R. W., Mathur N. D.//Science. 2006. V. 311. P. 1270.
10. Mischenko A. S., Zhang Q., Scott J. F., Whatmore R. W., Mathur N. D.//Appl. Phys. Lett. 2008. V. 89. P. 242912.
11. Архаров А. М., Брандт Н. Б., Жердев А. А.//Холодильная техника. 1980. № 8. С. 13—18.
12. Tishin A. M., Spichkin Y. I.//Applications. Series in Condensed Matter Physics — Bristol & Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2003.
13. Dinesen A. R., Linderoth S., Morup S.//J. Phys: Condens. Matter. 2005. V. 17. P. 6257.
14. Пахомов О. В., Старков А. С., Карманенко С. Ф., Еськов А. В. //Вестник международной академии холода. 2007. № 2. С. 31.
15. Karmanenko S. F., Pakhomov O. V., Prudan A. M., Starkov A. S., Es'kov A. V.//J. of the Europ. Ceramic Society. 2007. V. 27. P. 3109.
16. Пахомов О. В., Старков А. С., Карманенко С. Ф., Еськов А. В.//Известия Санкт-Петербургского государственного университета низкотемпературных и пищевых технологий. 2008. № 1. С.70.
17. He J. H., Chen J. C., Zhou Y. H., Wang J. T.//Energy Conversion and Management. 2002. V. 43. No. 17. P. 2319.
18. Сычев В. В. Сложные термодинамические системы. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
19. Sinyavskii Yu. V.//Chemical and Petroleum Engineering. 1995. V. 31. No. 9.
20. Автономные криорефрижераторы малой мощности/Под ред. В. М. Бродянского. — М.: Энергоиздат, 1984.
21. Kubo. Thermodynamics. An advanced course with problems and solutions. Amsterdam. New York, North-Holland Pub. Co., 1976.
22. Камья Ф. М. Импульсная теория теплопроводности — М.: Энергия, 1972.

Solid state methods for thermal management of photo- and microelectronics units

L. P. Bulat, O. V. Pakhomov, A. S. Starkov

St.-Petersburg State University of Refrigeration, 9 Lomonosov str., St.-Peterburg, 191002, Russia

E-mail: refr@spb.ru; lbulat@mail.ru

Principles of operation of electrocaloric and magnetocaloric coolers and the modern state of art of this methods of refrigeration are discussed. Thermodynamic parameters of new type of electrocaloric cooler that operate without heat switches are studied. It was shown that at special conditions the theoretical coefficient of performance can reach COP of the Carnot cycle.

PACS: 07.20.Mc

Keywords: cooler, thermodynamic properties, Carno circle.

Bibliography — 22 references.

Received 11 December 2008