

ТОНКОПЛЁНОЧНЫЙ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НОВОЙ АРХИТЕКТУРЫ И ЕГО РАБОТА НА ЕСТЕСТВЕННЫХ ПЕРЕПАДАХ ТЕМПЕРАТУР ВОЗОБНОВЛЯЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

АННОТАЦИЯ

Несмотря на заманчивую простоту и надёжность, несмотря на почти двухсотлетние усилия исследователей, термоэлектрические преобразователи так и не стали источниками электроэнергии в промышленных масштабах из-за низкого КПД и малых единичных мощностей. Их широко используют только в измерительной технике. Предлагаемый тонкоплёночный термоэлектрический преобразователь новой архитектуры по оценкам позволит получить большие единичные мощности при относительно высоком КПД. Ещё одной особенностью предлагаемого термоэлектрического преобразователя является возможность его эффективной работы на естественных перепадах температур возобновляемых источников энергии.

Ключевые слова: Термопара, термо ЭДС, эффект Зеебека, Джоулево тепло, фононы, тонкие плёнки, мощность, уровень Ферми, инверсия, КПД Карно, нанотехнологии.

Термопара является устройством, позволяющим непосредственно преобразовывать тепловую энергию в электрическую, хаотическую энергию в кооперативную, способную совершать полезную макроскопическую работу. В термопаре тепловой поток, возникающий за счет разности температур спаев, распространяется от горячего спаю к холодному. При этом фононы теплового потока в каждой ветви термопары увлекают за собой электроны проводимости, передавая последним направленную энергию теплового потока. Эффект увлечения электронов фононами впервые высказан Гуревичем. [2]. Эта переданная электронам направленная энергия теплового потока и есть ЭДС для каждой ветви термопары. Величина передаваемой энергии от потока фононов к электронам проводимости для каждой ветви термопары, по причине их различной кристаллической природы, различна. Опытным путем установлен термоэлектрический ряд проводников и полупроводников по отношению к стандартному проводнику – платине или серебру. Если термопара замкнута на контур, то в контуре создается ЭДС как разность ЭДС ветвей:

$$\mathcal{E}_{Т.П.} = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 \quad (1)$$

ТЕРМОПАРНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ – ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НОВОЙ АРХИТЕКТУРЫ

Рассмотрим термоэлектрические явления в термопарах, изображенных на рисунках 1 и 2. На Рис.1 изображено последовательное соединение термопар в натуральную величину. На Рис.2 изображена та же цепочка термопар, но длина ветвей термопар уменьшена до длины порядка $0,01 \div 1,0$ микрона. В результате получим термопарную поверхность. На Рис.3 изображен в аксонометрии один элемент (одна термопара) термопарной поверхности, с указанной длиной ветвей.

Особенностью существующих термопар, в том числе и пленочных термопар, используемых в измерительной технике, является большое внутреннее сопротивление термопары как источника электродвижущей силы (ЭДС), вызванные большой длиной

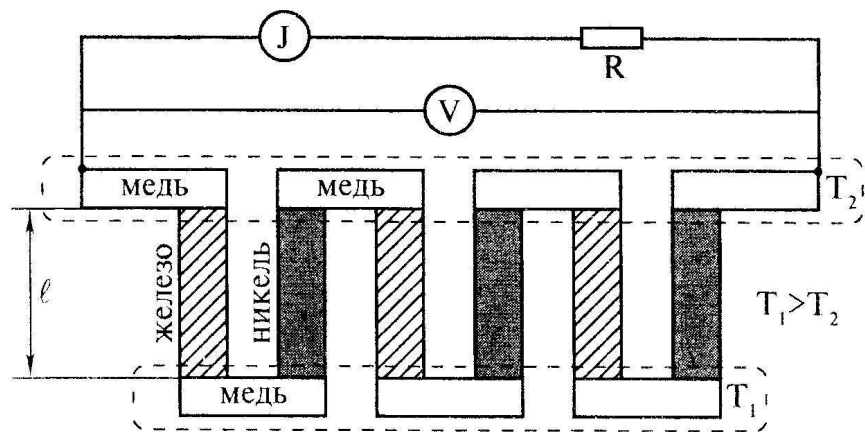


Рис. 1

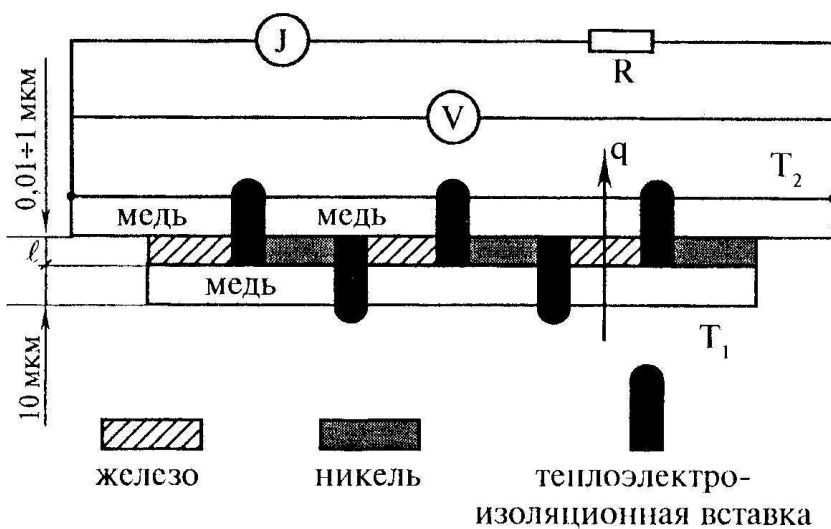


Рис. 2

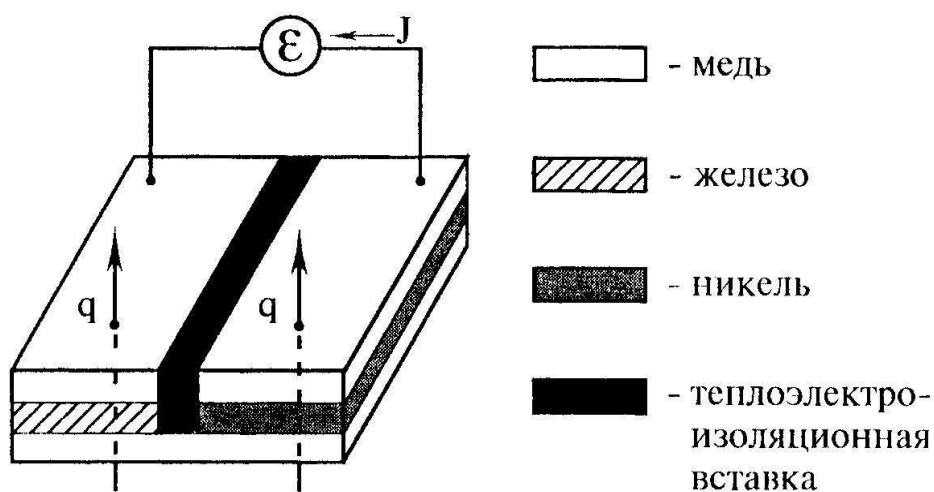


Рис. 3

и малым поперечным сечением ветвей термопары: $r_{\text{вн.}} = \rho_1 \frac{l_1}{s_1} + \rho_2 \frac{l_2}{s_2}$, (2) где:

ρ_1 и ρ_2 ; l_1 и l_2 ; s_1 и s_2 - удельное сопротивление, длина и поперечное сечение ветвей термопары.

Это же является причиной большого термического сопротивления для теплового потока через ветви термопары, часть кооперативной энергии которого и преобразуется термопарой в электрическую энергию. Такая особенность приводит к тому, что КПД современных термопар, по превращению тепловой энергии в электрическую, не превышает 1% для металлических и 5-7% для полупроводниковых термопар и не позволяет получить большие мощности термоэлектрических преобразователей. Исследования в области неравновесной термодинамики позволяют по иному взглянуть на процессы преобразования тепловой (хаотической) энергии в работу (электрическую энергию) в термопаре.

Рассмотрим термопару, изображенную на рисунке 2. На рисунке: q - тепловой поток, вызываемый разностью температур T_1 и T_2 между горячим и холодным источниками тепла. Длина ветвей ℓ термопары уменьшена до длины порядка $0,01 \div 1,0$ микрона. Соединим термопары на Рис. 3 в последовательные электрические цепочки как на Рис. 2. В результате получим тонкоплёночную термопарную поверхность (ТПТП), у которой ветви термопар превращаются в тонкие пленки, формируемые на основе пленочных технологий микроэлектроники (напыление, электролиз и т.д.). Пленки формируются на подложке, образующей спай. Мы в качестве примера рассматриваем термопару железо-никель на медной подложке спае. Внутреннее сопротивление такой термопарной поверхности как источника ЭДС будет на много порядков меньше чем существующих термопар. (См. (2)). А через большие, ни чем не ограниченные поверхности таких термопар можно, даже при малых перепадах температур, пропускать большие тепловые потоки.

Выясним характер изменения КПД термопары при уменьшении длины ветвей и переходе к пленочным термопарам, когда длина ветвей (толщина пленок) термопары уменьшится до порядка микрона или в пределе до 100-500А (ангстрем). Предел определяется длиной свободного пробега электрона в кристалле, на которой происходит ускорение электрона фононами, т.е. передача ему части кооперативной энергии теплового потока фононов.

Вначале определим поток тепла через электрически разомкнутую тонкоплёночную термопару, за счет которого вырабатывается электрическая мощность. Будем рассматривать один квадратный метр ($1M^2$) термопарной пленочной поверхности:

$$q = k \cdot \Delta T_{\text{сред}} = k(T_1 - T_2); \quad k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_i \frac{\ell_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (3)$$

где: k - коэффициент теплопередачи через термопарную поверхность; $\Delta T_{\text{сред}} = T_1 - T_2$ - перепад температур между горячей и холодной средой, омывающих спай термопары; α_1 - коэффициент теплоотдачи от горячей среды к спаю; α_2 - коэффициент теплоотдачи от холодной среды к спаю; λ_i - коэффициент теплопроводности слоев термопарной поверхности; ℓ_i - толщина слоев термопарной поверхности.

Определим КПД термопары как отношение вырабатываемой термопарой электрической мощности к тепловому потоку, протекающему через разомкнутую термопару:

$$\eta_{\text{Т.П.}} = \frac{N}{q}; \quad N = \varepsilon_{\text{т.п.}} \cdot I[\text{вт}]; \quad I = \frac{\mathcal{E}_{\text{т.п.}}}{R + r}, \quad (4)$$

где: $\eta_{\text{Т.П.}}$ - КПД термопары; N - электрическая мощность, вырабатываемая термопарой; $\varepsilon_{\text{т.п.}}$ - ЭДС, вырабатываемая термопарой; I - электрический ток в цепи термопары; R - внешнее сопротивление цепи; r - внутреннее сопротивление источника ЭДС (термопарной цепочки).

В общем случае ЭДС термопары зависит от трёх величин: пары проводников, температурной зоны, в которой происходит взаимодействие фононов с электронами, и перепадом температур между спаями, определяющим тепловой поток фононов через термопару.

$$\varepsilon_{\text{т.п.}} = f(nara; T; \Delta T_{\text{снаев}}); \quad \varepsilon_{\text{т.п.}} = \alpha \cdot \Delta T_{\text{снаев}}, \quad (5)$$

где: $\alpha = f(nara; T) \frac{\text{вольт}}{\text{град.}}$ - удельная термо ЭДС, вызванная для данной пары потоком тепла при $\Delta T_{\text{снаев}} = 1$. $\Delta T_{\text{снаев}}$ - определяет поток тепла q равный потоку тепла определенному по формуле (3).

$$q = \frac{\lambda}{\ell} \cdot \Delta T_{\text{снаев}} = k \cdot \Delta T_{\text{сред}}; \quad \Delta T_{\text{сред}} = T_1 - T_2$$

Для стандартной термопары, с помощью которой находят зависимость $\alpha = f(nara; T)$, перепад температур $\Delta T_{\text{снаев}}$ определяет поток тепла через термопару. Примем поток тепла через эту стандартную термопару при $\Delta T_{\text{снаев}} = 1$, за единицу потока тепла для данной термопары. Тогда $\alpha = f(nara; T)$ получена при $q = 1$. И с учетом этого (5) запишется в виде:

$$\varepsilon_{\text{т.п.}} = c_1 \cdot \alpha \cdot q, \quad (6)$$

где: c_1 - коэффициент, переводящий α с $\frac{\text{вольт}}{\text{град.}}$ в $\alpha \frac{\text{вольт}}{\text{на}_1 \text{ед.}_1 \text{потока}_1 \text{тепла}}$ для данной испытываемой термопары; q - тепловой поток из (3).

Физически (6) понятно, так как именно кооперативный поток фононов увлекает за собой электроны проводимости, является той сторонней силой, которая создает ЭДС.

Теперь рассмотрим, как ведет себя с уменьшением длины ветвей термопары вырабатываемая ею электрическая мощность при прочих неизменных условиях. Учитывая (4) и (6) имеем:

$$N = \frac{(\varepsilon_{\text{т.п.}})^2}{R + r} = \frac{c_1^2 \cdot \alpha^2 \cdot q^2}{R + (\rho_1 + \rho_2) \cdot \ell / S} \left[\frac{\text{вт}}{\text{М}^2} \right], \quad (7) \quad r = (\rho_1 + \rho_2) \ell / S;$$

где: ρ_1 и ρ_2 - удельное электрическое сопротивление материала ветвей термопары; S - площадь одной ветви (пленки) термопарной поверхности; ℓ - длина ветви термопары (толщина пленки); ρ и S величины, постоянные для данной конкретной термопары.

Внешнее сопротивление цепи можно выполнить сколь угодно малым, увеличивая толщину внешних проводников. С учетом сказанного, принимаем внешнее сопротивление цепи равным внутреннему сопротивлению термопары.

$$R = r; \quad R + r = 2r = 2(\rho_1 + \rho_2) \ell / S;$$

Перепишем (7) в виде:
$$N = \frac{c_1^2 \cdot \alpha^2 \cdot q^2}{2(\rho_1 + \rho_2) \ell / S};$$

Отсюда КПД тонкопленочной термопары будет (с учетом (3) и (4)):

$$\eta_{\text{т.п.}} = \frac{N}{q} = \frac{c_1^2 \cdot \alpha^2 \cdot q^2}{2(\rho_1 + \rho_2) \ell / S \cdot q} = \frac{c_1^2 \cdot \alpha^2 \cdot k \cdot \Delta T_{\text{сред}}}{2(\rho_1 + \rho_2) \ell / S};$$

$$\eta_{\text{т.п.}} = c \cdot \Delta T \cdot \frac{S}{\ell} \quad (8) \quad \text{где} \quad c = \frac{c_1^2 \cdot \alpha^2 \cdot k}{2(\rho_1 + \rho_2)} = \text{const}$$

Из (8) видно, как того и следовало ожидать, что с уменьшением длины и увеличением поперечного сечения ветвей термопары, т.е. с уменьшением внутреннего сопротивления термопары как источника ЭДС, КПД термопары растёт. Уменьшая линейные размеры термопары (длину ветвей) до длин сопоставимых с длинами свободного пробега электрона, т.е. порядка 100 ангстрем, достигнутые значения КПД для термопар (1% для металлических и 5-7%

для полупроводниковых) можно сохранить при малых перепадах температур. Отметим, что использованные при выводе (8) законы теплопередачи, Ома и Зеебека являются экспериментальными законами, проверенными в самом широком диапазоне. Их совокупное применение к тонкопленочной термопаре, предложенной конструкции и позволило получить (8). В связи с этим хотелось бы отметить такой момент, часто встречающийся в литературе при выводе формул КПД для термопары. Ссылаясь на фундаментальный характер законов по преобразованию тепла в работу, умножают КПД термопары полученный из формулы (4) на

множитель $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ равный КПД Карно. Это представляется не правомерным. Коль скоро множитель является фундаментальным законом, то он должен реализовываться в экспериментальных законах, которые мы использовали. Если применять множитель, то закон Карно учитывается дважды.

Вывод (8) вступает в противоречие с выводами традиционной термодинамики. Рассмотрим возникшее противоречие в свете динамики эволюции. Наиболее полное представление о динамике эволюции изложено в [9].

Передача тепла, тепловой поток в твердом теле осуществляется фононами, т.е. за счет согласованных колебаний кристаллической решетки твердого тела. Принято считать, что термо ЭДС термопары обусловлена тремя причинами: 1) зависимостью уровня Ферми (контактной разности потенциалов) от температуры, 2) диффузией электронов (или дырок) и 3) увлечением электронов фононами. Однако первые две причины не объясняют инверсию термо ЭДС, наблюдаемую у некоторых термопар. Инверсия термо ЭДС проявляется в том, что величина термо ЭДС зависит не только от разности температур, но и от абсолютного значения температур. При достаточно больших температурах величина термо ЭДС начинает падать и может даже переменить знак. К таким парам относятся пары Fe-Mo, Fe-Ag, Fe-Cu, для последней температура инверсии равна 300 градусов по Цельсию.

Третья причина, т.е. увлечение электронов проводимости направленным (кооперативным) потоком фононов кристаллической решетки, позволяет объяснить инверсию термо ЭДС. Дадим качественное объяснение этому явлению. Кристалл можно разбить на две более или менее автономные подсистемы. Первая подсистема - это кристаллическая решетка ионных остовов, причем ионные остовы совершают малые колебания около узлов решетки. Вторая подсистема – коллективизированные электроны, характер коллективизации которых может быть совершенно различным - от образования квазимолекулярных орбит до "газа" или "жидкости" электронов проводимости в металлах, омывающих решетку ионных остовов. Обе подсистемы кристалла являются колебательными системами. Эти колебательные подсистемы будучи системами с множеством степеней свободы (практически бесконечным) имеют спектр (практически бесконечный) мод колебаний подсистем, возбуждающихся при определенных условиях. Причем в случае эффекта Зеебека колебательная подсистема ионных остовов кристалла играет роль вынуждающей колебательной силы для подсистемы электронов проводимости. Частота вынуждающих колебаний ионных остовов (частота фононов) зависит от температуры. И когда частота вынуждающих колебаний фононов кристаллической решетки близка или совпадает с частотой собственных колебаний электронной подсистемы и происходит максимальная передача направленной кооперативной энергии фононов электронам проводимости в данном спектре частот ($\nu = f(T; \text{пара})$). Достигается максимальный КПД эффекта Гурвича. Из-за того, что для различных кристаллов (материала различных ветвей термопары) ионные остовы по разному откликаются на температуру (имеют разные частоты), а электронные подсистемы различных кристаллов имеют различные собственные частоты то, и передаваемая направленная энергия от фононов к электронам проводимости в разных ветвях термопары различна в данной температурной зоне. Разность между этими энергиями и дает термо ЭДС термопары. С изменением температуры у различных ветвей термопары могут поменяться местами (по величине передаваемой энергии) и периоды резонансов, а, следовательно, и передаваемая в

каждой ветви направленной кооперативной энергии от фононов к электронам проводимости и здесь будет наблюдаться инверсия термо ЭДС.

Таким образом, ЭДС термопары обязана своим происхождением эффекту увлечения электронов фононами, а другие рассматриваемые причины могут лишь уменьшать или увеличивать внутреннее сопротивление источника ЭДС. Этот вывод подтверждает правомерность (6).

В термопаре, согласно динамике эволюции ([9]), происходит качественное преобразование тепловой энергии и она из хаотической формы у горячего спая, имея $\vec{M}_{рез} = 0$, переходит, благодаря температурной неравновесности между спаями и самоорганизации, в форму теплового потока фононов с результирующим импульсом отличным от нуля.

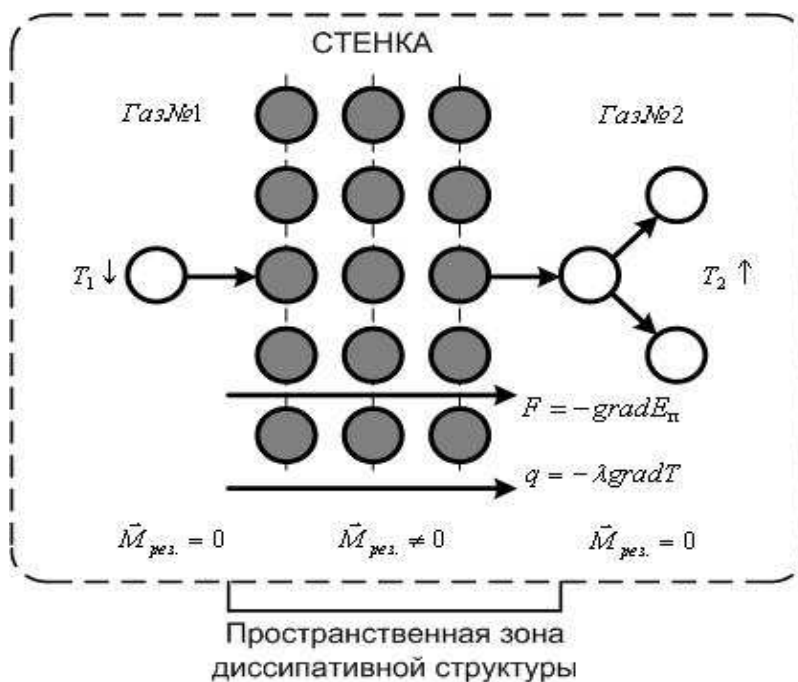


Рис . 4

Для обоснования сказанного рассмотрим процесс самоорганизации при наличии разности температур, выражающийся в появлении теплового (фононного) потока.

Пусть дана система (Рис. 4), состоящая из двух газов, находящихся в равновесии каждый по себе и разделенных теплопроводной (металлической) перегородкой. Пусть $T_1 > T_2$. В результате взаимодействия газов, в рассматриваемой неравновесной системе, возникает направленный тепловой поток, переносящий энергию от газа N1 к газу N2. Обмен импульсами и энергией между молекулами газов осуществляется через посредство потока фононов разделительной стенки, переносящих энергию и импульсы от горячего газа к холодному. Фононная волна передает энергию от частицы к частице в кристалле, и поэтому направленная энергия передается на конечную массу и квазиимпульс, согласно динамике эволюции, не вырождается. Конечно при движении одиночного фонона (одиночной волны) в направленный процесс вовлекаются соседние с направлением перемещения узлы решётки, и квазиимпульс рассеивается и затухает согласно второго закона термодинамики. Однако при достаточно плотном фононном потоке рассеяние снижается, а при когерентных волнах практически прекращается. При когерентности квазиимпульс не только передается на конечную массу от частицы к частице, но и соударение приближается к центральному, при котором вообще не происходит рассеяния импульса. В этих условиях как показано в [9], эффект вырождения импульса резко замедляется, замедляется диссипация кооперативной энергии и рост энтропии. Когда мы говорим о плотном фононном потоке, то имеем в виду не энергетическую плотность, а плотность потока квазичастиц фононов, обладающих квазиимпульсом, несущим на себе

кинетическую энергию. Энергетическая плотность потоков Умова-Пойнтинга в кристалле зависит от плотности фононного потока квазичастиц, а также частоты и амплитуды фононов. Плотность потока фононов зависит от плотности газов, омывающих поверхность, а частота и амплитуда фононов зависит от перепада температур между сторонами поверхности. При толщине кристаллической теплопроводной стенки порядка десятков постоянных кристаллической решетки, т.е. порядка 50 - 200 ангстрем и относительно большой площади (макро размеров в теплопередающей плоскости в сравнении с микро размерами площади боковых ребер) потоки тепла через боковые ребра (вдоль стенки) пренебрежимо малы в сравнении с потоком тепла перпендикулярно стенке. К тому же узкие боковые ребра можно и теплоизолировать. Потоки тепла (потоки энергии Умова-Пойнтинга) в диссипативной структуре такой пленки не рассеиваются, за исключением узкой зоны возле боковых ребер через которые уносятся микро потоки тепла. Такое возможно только при условии, что переносящие тепло фононные потоки являются продольными когерентными волнами. Колебания узлов кристаллической решетки рассматриваемой пленки имеют три степени свободы, две в плоскости пленки и одну перпендикулярную плоскости. Как уже указывалось выше, колебания узлов в плоскости пленки не переносят энергии, за исключением узкой зоны возле боковых граней, через которые теряются микро потоки тепла. В плоскости пленки фононы представляют собой равновесные тепловые колебания, соответствующие температуре стенки. Всё количество тепла переносится перпендикулярной составляющей фононных колебаний. Причем независимо от углов, под которыми молекулы горячего газа бомбардируют пленку, энергия принимается и переносится только перпендикулярной составляющей фононов и таковой передается холодному газу. Так как в пленке практически нет рассеяния энергии, то здесь пренебрежимо мала мощность процесса релаксации, а это значит, что в такой пленке очень мала величина главного порогового соотношения. Здесь кооперативные потоки энергии возникают при очень малой неравновесности, при самых низких перепадах температур. Резкое снижение мощности процесса релаксации в предложенной пленке достигается тем, что кооперативный результирующий импульс передается последовательно от узла к узлу, т.е. на малые постоянные массы, причем в тонкой пленке этих соударений мало. Но самое важное, что импульс и переносимая им кинетическая энергия передаются, при плотном потоке фононов, продольными когерентными фононными волнами, при которых происходит практически центральное соударение, а значит, не происходит вырождение импульса и диссипации переносимой им энергии. Здесь очень мало производство Джоулева тепла. Предложенная стенка перестает быть диссипативной рассеивающей средой и работает как фильтр по отбору импульсов выделенного направления, перпендикулярного стенке. Из сказанного следует, что потоки энергии Умова-Пойнтинга, т.е. диссипативные структуры в кристаллической решетке стенки с хорошей теплопроводностью, формируются, при достаточной плотности квазичастиц, при низких значениях главного порогового соотношения, уже при очень малых перепадах температур. В отличие от теплопроводного кристалла вещество в аморфном состоянии имеет высокое значение главного порогового соотношения, так как из-за хаотического расположения ионов здесь исключается передача импульса на малую конечную массу по цепочке узлов и невозможно образование когерентных фононных волн, способствующих централизации взаимодействия, а стало быть, снижению вырождения импульса и диссипации энергии.

Направленный процесс передачи тепла (самоорганизация) наблюдается и при передаче тепла металлическим стержнем (традиционная термопара), если он имеет разную температуру концов, однако здесь диссипативный порог значительно выше, а соответственно велико Джоулево тепло и потери. В теплопроводной кристаллической стенке часть направленной кооперативной энергии теплового потока в результате взаимодействия фононов с электронами, передается электронам проводимости. Эта часть направленной энергии, определяемая из (8) в форме направленной электрической энергии освобождена от интенсивного воздействия причин релаксации. Во-первых, направленная энергия распространяется на малую, конечную массу свободных электронов проводимости, а значит. Во-вторых, благодаря уменьшению длины ветвей термопары до порядка длин свободного пробега электрона удаётся практически

освободится от причины рассеяния направленной энергии электронов на ионных остовах решетки, т.е. резко снизить Джоулево тепло, являющееся следствием диссипации направленной электрической энергии. Вот эта не подверженная рассеянию направленная энергия и есть электрическая мощность термопары.

Источником ЭДС и электрической энергии в термопаре служит не разность температур как таковая. Температурная неравновесность является источником кооперативной энергии теплового потока.

Как уже отмечалось нами выше и из рассмотрения (8), достигнутые в настоящее время значения КПД термопар можно сохранить при перепаде температур в десятые и сотые доли градуса и превзойти КПД Карно. Для придания термопарной поверхности необходимых прочностных свойств ее можно изготавливать многослойной как изображено на Рис.5. Получается она методом последовательного напыления. Многослойная термопара позволит дополнительно увеличить КПД. Методами нано технологий на толщине термопарной поверхности в 1 мм. можно нанести более 10-тысяч слоёв отдельных термопар.

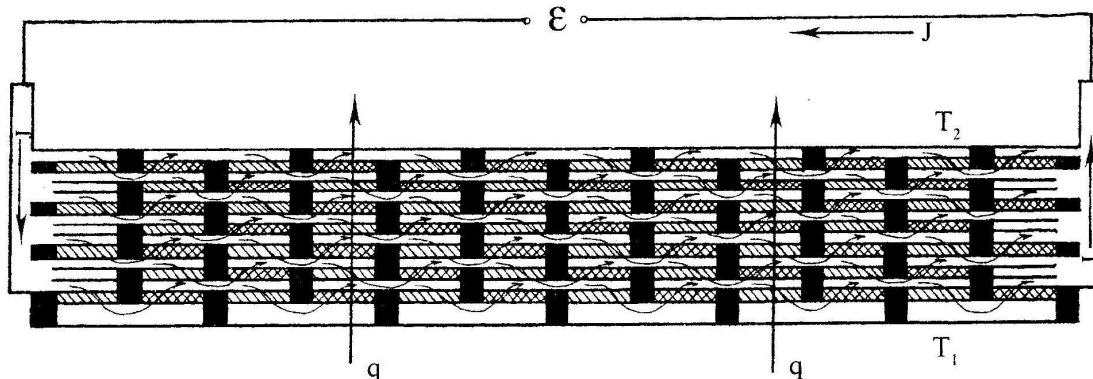


Рис. 5

ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА РАБОТЫ ТЕРМОПАРЫ НОВОЙ АРХИТЕКТУРЫ НА ЕСТЕСТВЕННЫХ ПЕРЕПАДАХ ТЕМПЕРАТУР

В окружающей нас природе постоянно существуют различные перепады температур. Например, перепады температур между различными по высоте слоями воды в морях и океанах, между массами воды и воздуха, перепады температур через стены зданий. Покажем возможность работы ТПП на естественных перепадах температур, на возобновляемых источниках энергии.

Постановка задачи: Оценить габаритные размеры и иные характеристики термоэлектрического преобразователя с архитектурой термопарной поверхности в климатических условиях Арктики.

Исходные данные:

- 1) Мощность установок – 1 Мвт.
 - 2) Перепад температур между тёплым и холодным слоем воды по глубине - 10°C.
 - 3) Коэффициент теплоотдачи от поверхности металла к кипящей воде составляет величину порядка $2200 - 11000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Для конденсирующегося водяного пара порядка $4500 - 22000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Коэффициент теплоотдачи от воды при естественной конвекции составляет величину порядка $110-1100 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. (См. например, Лариков Н.Н. Теплотехника. – М.: Стройиздат, 1985, с.228).
- Принимаем в численных оценках величину коэффициента теплоотдачи при кипении, конденсации - $5000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Это много скромнее верхних границ. Коэффициент теплопередачи в условиях кипения – конденсации будет того же уровня.

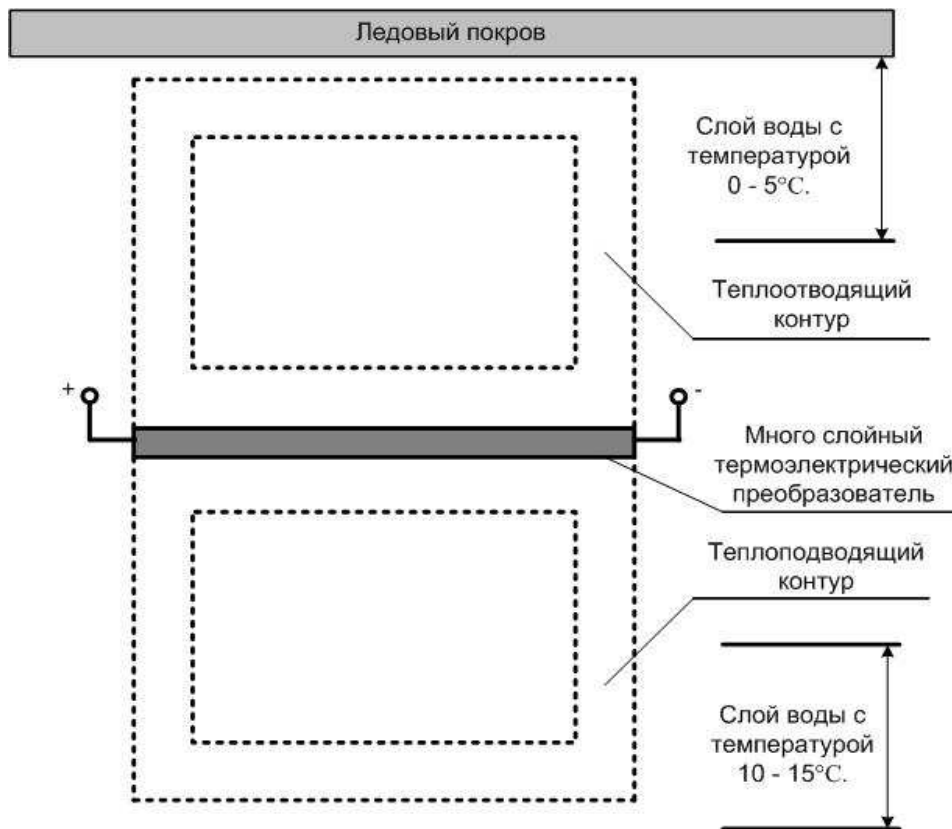


Рис. 6

Принципиальная схема термопарной установки с тепловыми контурами изображена на Рис. 6. Холодный слой воды начинается от нижней кромки льда, где его температура равна 0°C и до температуры $4\text{-}5^{\circ}\text{C}$. В эту область передаётся тепло от холодных спаев термопарной поверхности. Тёплый слой воды в глубине определяем в диапазоне температур $10\text{-}15^{\circ}\text{C}$.

Термопарная установка располагается по уровню между холодным и тёплым слоями. Холодные спаи с помощью теплового контура соединяются с холодным слоем воды. Горячие спаи своим тепловым контуром соединяются с тёплым слоем. Для тепловых контуров подбираем в качестве теплоносителей вещества имеющие температуру кипения-конденсации в пределах температур слоя.

Для холодного, отводящего тепло контура, выбираем бутилен цис-2-Б. Его температура кипения-конденсации при атмосферном давлении составляет $3,7^{\circ}\text{C}$. Для тёплого, подводящего тепло контура, выбираем хлорид бора. Его температура кипения-конденсации при атмосферном давлении составляет $12,5^{\circ}\text{C}$. Вещества подобраны из [12]. Таким образом тепलोперепад между спаями термопарной поверхности будет $12,5 - 3,7 = 8,8^{\circ}\text{C}$.

Посчитаем тепловой поток через один квадратный метр термопарной поверхности при выше перечисленных условиях.

$$q = k \cdot F \cdot \Delta t = 5000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}) \times 1 \text{ м}^2 \times 8,8^{\circ}\text{C} = 44 \text{ Квт.}$$

Тепловые контура с, таким образом, подобранными теплоносителями, будут работать в режиме тепловой трубы, что обеспечит передачу больших тепловых мощностей при малых перепадах температуры.

Примем КПД термопарной поверхности равным 10%. Хотя из теоретических воззрений, я не вижу причин, по которым нельзя получить в многослойной термопарной поверхности КПД в 50 и даже 90%.

При КПД равном 10%, один квадратный метр термопарной поверхности будет генерировать порядка 4-х киловатт электрической мощности. Возьмём пластины по 10 квадратных метров. Мощность такой пластины размером 2м. на 5м. будет 40 киловатт. Пакет из 25-ти таких пластин даст мощность 1 Мвт. Учитывая нанотехнологии толщина пластины будет не более одного

миллиметра. Толщина пакета из 25–ти пластин не превысит и метра. Плюс ко всему этому нужно добавить ещё примитивные по конструкции тепловые контура.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Плёночные нано технологии на сегодня хорошо освоены и широко используются. Особых успехов эти технологии достигли в области микропроцессорной техники. Хотя существуют трудности с получением сплошности особо тонких плёнок (порядка 0,01-0,1 микрона) и их защита от окисных плёнок, резко увеличивающих электрическое и термическое сопротивление. Успешное решение технологических задач по производству ТПП не только снизит остроту энергетических и экологических проблем, но и позволит хотя бы частично сохранить бесценное сырьё для будущего химической промышленности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блатт Ф.Д. и др. Термоэлектродвижущая сила металлов. /Ф.Д. Блатт, П.А. Шредер, К.Л. Фойлз, Д. Грейг. / Перевод с английского И.А. Магидсона. – М.: “Металлургия”, 1980г., 248с.
2. Вонсовский С.В., Кацнельсон М.И. Квантовая физика твёрдого тела. – М.: “Наука”, 1983г., 336с.
3. Зильберман Г.Е. Электричество и магнетизм. – М.: “Наука”, 1970г., 384с.
4. Епифанов Г.И. Физика твёрдого тела. - М.: “Высшая школа”, 1977г., 288с.
5. Иоффе А.Ф. Полупроводниковые термоэлементы. Изд-во АН СССР, 1960г.
6. Исакович Р.Я. Теплотехнические измерения и приборы. – М.: “Недра”, 1970г., 488с.
7. Косарев А.В. Патент RU на изобретение №2131156 Термоэлектрический преобразователь. Бюл.№15 от 27.05. 1999г.
8. Косарев А.В. Тонкоплёночная термодарная поверхность – термоэлектрический преобразователь нового поколения. www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/4372.html
Дата публикации: 14.01.2003г.
9. Косарев А.В. Монография “Динамика эволюции неравновесных диссипативных сред”. Издание второе, переработанное и дополненное. - Из-во: LAMBERT Academic Publishing, г. Саарбрюккен, Германия, 2013г., 354с.
10. Малышева И.А. Технология производства интегральных микросхем. – Изд-во “Радио и связь”, 1991г., 344с.
11. Мурин Г.А. Теплотехнические измерения. – М.: “Энергия”, 1968г., 584с.
12. Рабинович В.А., Хавин В.Я. Краткий химический справочник. – Ленинград, “Химия”, 1978г., 392с.
13. Савельев И.В. Курс физики. Том 3. – М.: “Наука”, 1989г., 304с.
14. Строшио М., Дута М. Фононы в наноструктурах. / Пер. с англ. Под ред. Г.Н. Жижилина. – М.: “Физматлит”, 2006г., 320с.
15. Телеснин Р.В., Яковлев В.Ф. Курс физики. Электричество. – М.: “Просвещение”, 1970г., 488с.