

УДК 538.9



Горский П.В.

**Горский П.В.**Институт термоэлектричества НАН и МОН Украины,  
ул. Науки, 1, Черновцы, 58029, Украина**ОБ УСЛОВИЯХ ВЫСОКОЙ ДОБРОТНОСТИ И МЕТОДИКАХ  
ПОИСКА ПЕРСПЕКТИВНЫХ СВЕРХРЕШЕТОЧНЫХ  
ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ**

*В работе проведен строгий расчет добротности сверхрешеточного термоэлектрического материала (СРТЭМ) с учетом реальной трехмерности и непараболичности его энергетического спектра при произвольной степени открытости его поверхности Ферми (ПФ). Количественной характеристикой степени открытости ПФ при этом служит отношение энергии Ферми идеального двумерного Ферми-газа с квадратичным законом дисперсии при абсолютном нуле температуры к полуширине узкой минизоны, определяющей движение носителей заряда между слоями СРТЭМ. При этом закон дисперсии носителей заряда в узкой минизоне предполагается соответствующим модели Фиваза, т.е. косинусоидальным. При расчете добротности также предполагается, что длина свободного пробега носителей заряда обратно пропорциональна температуре и не зависит от их энергии, и, следовательно, квантовых чисел, а решеточная составляющая теплопроводности подчиняется закону Лейбфрида-Шлемана, т.е. также обратно пропорциональна температуре. Показано, что добротность СРТЭМ и соответствующий КПД генератора в диапазоне температур 300 – 500 К резко возрастают с возрастанием степени открытости ПФ. Однако в силу наличия решеточной составляющей теплопроводности добротность СРТЭМ весьма чувствительна к расстоянию между слоями и резко падает с его увеличением. Те же тенденции характерны для соответствующих зависимостей холодильного коэффициента в диапазоне температур 300 – 230 К. На основе этих зависимостей установлены оптимальные параметры высокодобротного СРТЭМ. Исходя из полученных критериев, предлагаются четыре методики поиска перспективных СРТЭМ с использованием квантовых магнитных полей.*

**Ключевые слова:** сверхрешетка, непараболичность, модель Фиваза, поверхность Ферми, степень открытости, термоэлектрическая добротность, КПД, холодильный коэффициент, осцилляции Шубникова – де Гааза, отрицательное продольное магнетосопротивление.

*This paper presents a rigorous calculation of the figure of merit of superlattice thermoelectric material (SL TEM) with regard to real three-dimensionality and nonparabolicity of its energy spectrum with the arbitrary level of openness of its Fermi surface (FS). In this case, the quantitative characteristic of the level of openness of FS is the ratio of the Fermi energy of ideal two-dimensional Fermi gas with a square law of dispersion at absolute zero temperature to half-width of a narrow miniband defining charge carrier motion between SL TEM layers. In so doing, the law of dispersion of charge carriers in a narrow miniband is assumed to be corresponding to the Fivaz model, i.e. cosine. In the calculation of the figure of merit it is also assumed that the mean free path of charge carriers is inversely proportional to temperature and does not depend on their energy, hence on quantum numbers, and the lattice component of thermal conductivity obeys the law of Leibfried and*

*Shlemann, i.e. it is also inversely proportional to temperature. It is shown that the figure of merit of SL TEM and the respective generator efficiency in the temperature range of 300 – 500 K is drastically increased with increasing level of openness of FS. However, due to the presence of lattice component of thermal conductivity, the figure of merit of SL TEM is rather responsive to the distance between the layers and drastically drops with its increase. The same tendencies are characteristic of the respective dependences of coefficient of performance in the temperature range of 300 – 230 K. From these dependences the optimal parameters of high-figure-of-merit SL TEM are determined. Using the obtained criteria as the base, four methods of search for promising SL TEM with the use of quantizing magnetic fields are proposed.*

**Key words:** superlattice, nonparabolicity, Fivaz model, Fermi surface, level of openness, thermoelectric figure of merit, efficiency, coefficient of performance, de Haas-Shubnikov oscillations, negative longitudinal magnetoresistance.

## Введение

Термоэлектрическая добротность материала является одним из ключевых параметров, определяющих целесообразность его применения для создания термоэлектрических преобразователей энергии. Повышение добротности термоэлектрических материалов осуществляется в основном двумя путями. Первый путь состоит в усовершенствовании традиционных материалов, например, твердых растворов системы  $Bi(Sb)-Te(Se)$  за счет оптимизации их по концентрации легирующих примесей [1], либо за счет использования классических и (или) квантовых размерных эффектов при переходе от монокристаллов к тонким пленкам, нитям, либо материалам на основе порошков [2-5]. Второй путь состоит в отыскании (создании) «нетрадиционных» материалов, особенности зонного спектра носителей заряда в которых дают основания надеяться на высокие значения термоэлектрической добротности. В качестве таких материалов достаточно широко исследуются так называемые «сверхрешеточные» материалы с ярко выраженной слоистой структурой и анизотропией зонного спектра носителей заряда [6-8], к примеру, материалы на основе системы  $AlAs-GaAs$ , либо системы  $Si-Ge$ , широко применяемые в электронике и оптике [9]. Надежды на высокую термоэлектрическую добротность таких материалов связаны с тем, что носители заряда в этих материалах сильно локализованы в слоях, в силу чего зонный спектр носителей заряда имеет «почти» двумерный характер. А это, по крайней мере, в силу резкого возрастания плотности состояний, и, следовательно, термоЭДС, должно бы приводить к существенному повышению термоэлектрической добротности СРТЭМ. Однако многочисленные экспериментальные данные [10-15] свидетельствуют о том, что в реальности термоэлектрическая добротность этих материалов не превышает добротности традиционных либо даже существенно ниже ее. Относительно высокие значения  $ZT$  порядка 2 – 4 при 300 К в известных либо исследуемых СРТЭМ встречаются редко.

В силу сказанного выше целью настоящей статьи является обоснованная оценка термоэлектрической добротности СРТЭМ, анализ факторов, повышающих либо снижающих ее, и выработка методики поиска перспективных СРТЭМ с использованием квантовых магнитных полей.

## Общая формула для добротности СРТЭМ и ее анализ

В рамках модели Фиваза [16] зонный спектр носителей заряда в СРТЭМ имеет следующий вид:

$$\varepsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} + \Delta(1 - \cos ak_{\perp}), \quad (1)$$

где  $k_{\parallel}, k_{\perp}$  – компоненты квазиимпульса в плоскости слоев и в перпендикулярном к ней направлении соответственно,  $m^*$  – эффективная масса носителей заряда в направлении, перпендикулярном слоям,  $\Delta$  – полуширина минизоны в перпендикулярном слоям направлении,  $a$  – расстояние между трансляционно эквивалентными слоями.

При расчетах будем полагать градиент температуры и электрическое поле параллельными друг другу и плоскости слоев. При этой конфигурации в предположении независимости длины свободного пробега носителей заряда от энергии безразмерная термоэлектрическая эффективность СРТЭМ в области примесной проводимости при температуре  $T$  с учетом вклада решеточной теплопроводности:

$$ZT = 8\pi^3 \frac{A_0}{B_0 + c_l (2k_B^2 \zeta_{02D}^2 l)^{-1} ah^2 \sqrt{m^* \zeta_{02D}}}, \quad (2)$$

где

$$A_0 = \left\{ \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \frac{y [y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*] \exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\}}{\left\{ \exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\} + 1 \right\}^2 \sqrt{2y + 4\pi K^{-2} n_0 a^3 \sin^2 x}} dx dy \right\}^2 \times \quad (3)$$

$$\times \left\{ \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \frac{y \exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\}}{\left\{ \exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\} + 1 \right\}^2 \sqrt{2y + 4\pi K^{-2} n_0 a^3 \sin^2 x}} dx dy \right\}^{-1},$$

и

$$B_0 = \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \frac{K^{-1}(1 - \cos x) + y - \gamma^*}{t_{2D}^2} \cdot \frac{\exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\}}{\left\{ \exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\} + 1 \right\}^2} \times$$

$$\times \frac{y [y + K^{-1}(1 - \cos x)] dx dy}{\sqrt{2y + 4\pi K^{-2} n_0 a^3 \sin^2 x}} +$$

$$+ \left\{ \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \frac{y [y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*] \exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\}}{\left\{ \exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\} + 1 \right\}^2 \sqrt{2y + 4\pi K^{-2} n_0 a^3 \sin^2 x}} dx dy \right\} \times \quad (4)$$

$$\times \left\{ \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \frac{y \exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\}}{\left\{ \exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\} + 1 \right\}^2 \sqrt{2y + 4\pi K^{-2} n_0 a^3 \sin^2 x}} dx dy \right\}^{-1} \times$$

$$\times \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \frac{K^{-1}(1 - \cos x) + y - \gamma^*}{t_{2D}} \cdot \frac{\exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\}}{\left\{ \exp\{[y + K^{-1}(1 - \cos x) - \gamma^*]/t_{2D}\} + 1 \right\}^2} \times$$

$$\times \frac{y [y + K^{-1}(1 - \cos x)] dx dy}{\sqrt{2y + 4\pi K^{-2} n_0 a^3 \sin^2 x}}$$

– безразмерные величины

В формулах (2) – (4) введены следующие обозначения:  $c_l$  – обратно пропорциональная температуре решеточная теплопроводность СРТЭМ,  $l$  – обратно пропорциональная температуре длина свободного пробега носителей заряда в СРТЭМ,  $\zeta_{02D} = n_0 a h^2 / 4\pi m^*$ ,  $n_0$  – объемная концентрация носителей заряда в СРТЭМ,  $K = \zeta_{02D} / \Delta$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $t_{2D} = k_B T / \zeta_{02D}$ .

Нормированный на величину  $\zeta_{02D}$  химический потенциал  $\gamma^*$  подсистемы свободных носителей заряда в СРТЭМ определяется из уравнения постоянства их концентрации:

$$\frac{t_{2D}}{\pi} \int_0^\pi \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{\gamma^* - K^{-1} (1 - \cos x)}{t_{2D}} \right) \right] - 1 = 0. \quad (5)$$

Результаты расчетов безразмерной термоэлектрической эффективности «модельного» СРТЭМ с эффективной массой электрона  $m^* = m_0$ , объемной концентрацией свободных носителей заряда  $n_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при различных степенях открытости ПФ  $0.01 \leq K \leq 1$  и двух различных значениях  $a$  для температур  $T = T_c = 300 \text{ К}$ ,  $T = T_h = 500 \text{ К}$ , а также КПД генератора на основе данного СРТЭМ приведены на рис. 1. При расчетах теплопроводность определялась в предположении отсутствия тока. Тепло Пельтье также не учитывалось, поскольку мы считали, что у нас имеет место проводимость одного типа, например, электронная [17].

Отметим, что значения  $K < 1$  соответствуют замкнутым ПФ,  $K = 1$  – переходной ПФ, и  $K > 1$  – открытым ПФ. Так называемому «двумерному» случаю соответствуют значения  $K \gg 1$ .

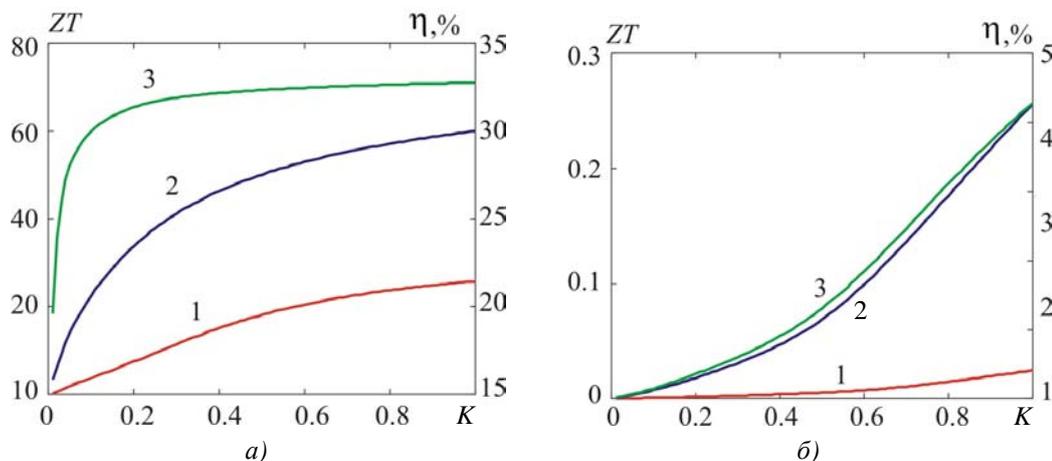


Рис. 1. Зависимости безразмерной термоэлектрической эффективности СРТЭМ при  $T = 300 \text{ К}$  (кривые 1) и  $T = 500 \text{ К}$  (кривые 2), а также КПД генератора при соответствующих крайних температурах (кривые 3) при значениях расстояния между слоями СРТЭМ, равных соответственно 3 нм (а) и 15 нм (б).

КПД генератора вычислялся по формуле:

$$\eta = \frac{1}{1 + 2\sqrt{0.5(Z_c T_c + Z_h T_h)}(Z_h T_h)^{-1}} \cdot \frac{T_h - T_c}{T_h}. \quad (6)$$

Из рисунка видно, что добротность СРТЭМ и соответствующий КПД генератора достаточно быстро возрастают с увеличением степени открытости ПФ. Для рассмотренного модельного СРТЭМ безразмерная термоэлектрическая эффективность при  $K = 1$  и  $a = 3 \text{ нм}$

может достигать 30 – 70, но уже при  $a = 15$  нм она уменьшается до значений, не превышающих 0.25 даже при 500 К. Соответствующий КПД генератора при  $a = 3$  нм и  $K = 1$  достигает 34% или 0.85 от максимального КПД цикла Карно, но при  $a = 15$  нм уменьшается до 4%, или 0.1 от КПД цикла Карно. Таким образом, как степень открытости ПФ, так и расстояние между слоями являются существенными параметрами, определяющими целесообразность и перспективы практического применения того или иного СРТЭМ.

Полностью аналогично определяется холодильный коэффициент холодильника между температурами  $T_c = 230$  К,  $T_h = 300$  К. При этом использовалась следующая формула:

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{1+0.5(Z_c T_c + Z_h T_h)} - T_h/T_c}{\sqrt{1+0.5(Z_c T_c + Z_h T_h)} + 1} \cdot \frac{T_c}{T_c - T_h}. \quad (7)$$

Результаты этих расчетов приведены на рис. 2.

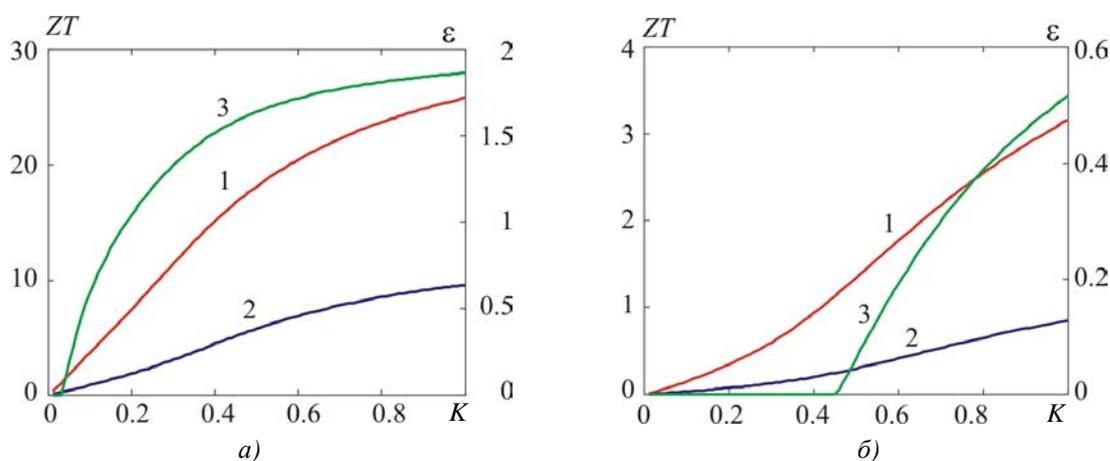


Рис. 2. Зависимости безразмерной термоэлектрической эффективности СРТЭМ при  $T = 300$  К (кривые 1) и  $T = 230$  К (кривые 2), а также холодильного коэффициента холодильника при соответствующих крайних температурах (кривые 3) при значениях расстояния между слоями СРТЭМ, равных соответственно 3 нм (а) и 6 нм (б).

Из рис. 2 видно, что при оптимальном сочетании параметров СРТЭМ холодильный коэффициент холодильника при температуре горячей стороны 300 К и перепаде температур 70 К резко возрастает с увеличением степени квазидвумерности СРТЭМ. При оптимальном сочетании параметров в случае переходной ПФ он может достигать 1.9. Однако при увеличении расстояния между слоями сверх оптимального в 2 раза, т.е. до 6 нм, холодильный коэффициент для случая переходной ПФ снижается до 0.4. В обоих рассмотренных случаях для заданного перепада температур существует пороговое значение степени открытости ПФ СРТЭМ, ниже которого холодильный коэффициент равен нулю. С ростом расстояния между слоями СРТЭМ это пороговое значение резко возрастает.

### О причинах низкой эффективности известных либо исследуемых СРТЭМ и возможных параметрах перспективного СРТЭМ

Из приведенных выше результатов расчетов мы видим, что для достижения высокой добротности СРТЭМ необходимо некое оптимальное сочетание его параметров, при котором степень открытости его ПФ по крайней мере близка к единице или равна ей, а расстояние

между слоями сравнительно мало. Однако наиболее распространенные слоистые и сверхрешеточные материалы на основе систем  $AlAs-GaAs$ ,  $Si-Ge$  либо  $Bi(Sb)-Te(Se)$ , в том числе описываемые моделью Фиваза, обладают как раз противоположным свойством: расстояние между их слоями достаточно велико, а степень открытости ПФ мала. Это свойство хорошо для специальной электроники [9], в том числе и для материалов, описываемых моделью Фиваза, используемых в специфических элементах, приборах и системах, например СВЧ-усилителях и генераторах электромагнитных волн, оптических системах с самоиндуцированной прозрачностью, солитонных и бризерных генераторах, фильтрах и линиях задержки и т.д. Однако такие материалы, как видно, не всегда хороши для термоэлектрических применений, во всяком случае, если речь идет о генераторах и холодильниках. Таким образом, правильный подход в данном случае должен бы состоять не в простом перенесении известных сверхрешеточных материалов из электроники в термоэлектричество, а в поиске либо создании специальных СРТЭМ, в особенности не содержащих теллур. Это тем более актуально потому, что запасы теллуродержащих руд и минералов на Земле ограничены, теллур является только побочным продуктом их переработки, а сфера применения термоэлектричества, и, следовательно, производство термоэлектрических модулей в мире непрерывно расширяется. Более того, основным потребителем теллура сегодня (более 50% наличного количества) является не термоэлектричество, а металлургия. В связи с этим возникает, в частности, вопрос, могут ли существовать, хотя бы в принципе, высокодобротные СРТЭМ с большими расстояниями между слоями. Проведенный нами анализ показал, что если концентрацию свободных носителей заряда в рассмотренном нами модельном СРТЭМ снизить до  $n_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , то при  $a = 30 \text{ нм}$ ,  $m^* = m_0$ ,  $K = 1$  (это соответствует полуширине минизоны  $\Delta = 2.16 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$  и отношению продольной эффективной массы носителей заряда к поперечной, равному 0.393) между температурами 300 и 500 К можно получить КПД генератора, равный 37.5%, что весьма близко к КПД цикла Карно. Холодильный же коэффициент между температурами 230 и 300 К можно повысить до 2.92. Однако ПФ такого высокоэффективного универсального СРТЭМ должна иметь вид, показанный на рис. 3, а его зонные параметры – обладать высокой температурной стабильностью.

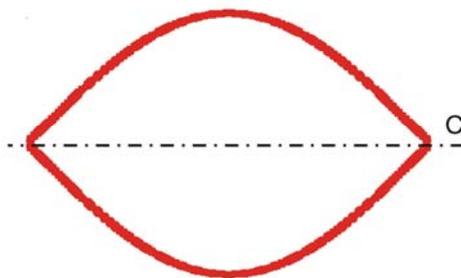


Рис. 3. Поверхность Ферми возможного перспективного высокодобротного СРТЭМ. Сечение такой ПФ плоскостью, параллельной слоям СРТЭМ – круг, ось С перпендикулярна слоям

Расчеты также показывают, что такой СРТЭМ, будь он создан, можно было бы применить и для последующего более глубокого охлаждения, например от 230 до 100 К, но при этом холодильный коэффициент составил бы 0.61.

С целью сравнения предлагаемого (пусть пока гипотетического) СРТЭМ с известными отметим, что у подавляющего большинства их полуширина минизоны составляет порядка

0.06 – 0.1 эВ [9], что в 300 – 500 раз превосходит предлагаемое расчетное значение этой полуширины. Более того, для работы электронных устройств, принципиально использующих специфическую непараболичность зонного спектра, описываемого моделью Фиваза, нет необходимости в полном заполнении узкой минизоны при абсолютном нуле температуры. Суть дела в том, что для работы указанных устройств важна сопоставимость полуширины минизоны не с энергией Ферми, а с энергией, набираемой носителем заряда от электрического поля на протяжении периода сверхрешетки, т.е. на расстоянии между соседними тождественными слоями.

Можно показать, что создать высокоэффективный СРТЭМ на основе, например, кремния, в принципе невозможно. Действительно для того, чтобы это было возможным, расстояние между слоями СРТЭМ должно удовлетворять условию  $a = 4\pi m^* \Delta / n_0 h^2$ . При этом  $\Delta$ , во всяком случае, является величиной порядка ширины запрещенной зоны  $E_g$ , а то и больше, т.к. в традиционных расчетах  $\Delta$  предполагается бесконечным, а ПФ представляется состоящей из одинаковых эллипсоидов. Поэтому подставив известные параметры для кремния, а именно  $m^* = 1.26m_0$ ,  $E_g = 1.21$  эВ, при  $n_0 = 10^{15}$  см<sup>-3</sup> получим  $a = 6.3$  мм (!!!). Понятно, что таких СРТЭМ существовать не может. Ситуация не слишком изменится, даже если, к примеру,  $n_0 = 3 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. В этом случае должно быть  $a = 210$  нм, в то время как СРТЭМ на основе *Si-Ge* имеют наибольшее  $a$  около 30 нм, а наибольшая безразмерная термоэлектрическая эффективность их не превышает 0.75 при  $a = 7$  нм и концентрации  $n_0 = 3 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, что, как считается, на порядок больше безразмерной термоэлектрической эффективности массивных образцов. В первом случае степень открытости ПФ составляет 0.16, а во втором – 0.011. Это, разумеется, весьма далеко от требуемого значения степени квазидвумерности высокоэффективного СРТЭМ, равного единице.

Точно также, если бы при  $n_0 = 3 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>,  $a = 3$  нм,  $m^* = m_0$  теллурид висмута был однодолинным СРТЭМ, подчиняющимся модели Фиваза, то степень открытости его ПФ составляла бы  $K = 0.81\pi$  и величина безразмерной термоэлектрической эффективности при 300 К была бы равна 30.9. Однако в действительности, принимая во внимание, что ширина запрещенной зоны этого материала равна 0.13 эВ, и, следовательно, ширина разрешенной зоны порядка 1.3 эВ (это необходимо для справедливости традиционных подходов, основанных на параболическом зонном спектре), мы имеем  $K = 0.017$ , и, следовательно, значение безразмерной термоэлектрической эффективности при 300 К, равное 0.531, что вполне соотносится с экспериментальными данными [18] для генераторных материалов. Для холодильных материалов системы *Bi(Sb)-Te(Se)* это значение равно 0.78 [19], чему соответствует  $K = 0.024$ . Таким образом, в холодильных материалах непараболичность выражена несколько сильнее, чем в генераторных. Но эти значения почти в 40 – 60 раз меньше значения  $K$  для «истинного» высокоэффективного СРТЭМ. Получается, что традиционные генераторные и холодильные материалы – это тоже СРТЭМ, но с весьма малой степенью открытости ПФ, и, следовательно, непараболичности.

Таким образом, мы видим, что сравнительно низкую эффективность существующих СРТЭМ можно объяснить тем, что они не обладают необходимым для высокой добротности сочетанием параметров, а их ПФ значительно отличаются от изображенной на рис. 3. Высокоэффективные СРТЭМ должны отличаться от существующих тем, что их минизоны должны быть столь узкими, чтобы непараболичность, описываемая моделью Фиваза, была

хорошо выраженной при малых концентрациях свободных носителей заряда. Запрещенные же зоны, напротив, должны быть достаточно широкими, дабы в режиме генерации не «залезть» в область собственной проводимости, поскольку это может снизить термоэлектрическую эффективность материала. Автор статьи понимает, что такое требование, по-видимому, технологически трудноосуществимо, но ему неизвестен какой-либо фундаментальный физический закон или принцип, на основании которого это требование можно было бы объявить неосуществимым.

### **О методиках поиска перспективных СРТЭМ при помощи квантовых магнитных полей**

Исходя из вышеизложенного можно рекомендовать следующие четыре методики поиска перспективных СРТЭМ, в том числе описываемых моделью Фиваза, при помощи квантовых магнитных полей:

- 1) исследование осцилляций Шубникова – де Гааза в квазиклассических магнитных полях при гелиевых температурах [20 – 22], включающее анализ зависимости амплитуды осцилляций от поля;
- 2) отбор материалов по наличию участка отрицательного продольного магнетосопротивления и выраженного минимума его в ультраквантовых магнитных полях, если таковые достижимы [20, 22, 23];
- 3) отбор материалов по степени округленности пика фактора мощности в ультраквантовых магнитных полях [20, 21, 24, 25];
- 4) отбор материалов по степени выраженности отрицательного продольного магнетосопротивления при более высоких температурах [20, 21, 26].

Указанные методики должны быть дополнены измерением концентрации свободных носителей заряда при помощи эффекта Холла и рентгеноструктурным контролем межслоевого расстояния.

Автор признателен главному научному сотруднику Вихор Л.Н. за полезное конструктивное обсуждение результатов работы.

### **Выводы**

1. Высокодобротные СРТЭМ, предназначенные для применения при создании термоэлектрических преобразователей энергии должны иметь ПФ специального вида.
2. Такие СРТЭМ должны иметь оптимальное сочетание параметров, в частности концентрации свободных носителей заряда и расстояния между слоями, и обладать весьма узкими минимумами проводимости, с тем, чтобы непараболичность, описываемая моделью Фиваза, была хорошо выражена при малых концентрациях носителей заряда.
3. При создании либо поиске таких СРТЭМ для идентификации их ПФ могут быть применены методики, основанные на исследовании продольной электропроводности и фактора мощности в квантовых магнитных полях с индукциями до нескольких Тл как при гелиевых, так и при азотных либо комнатных температурах. При этом квантовое магнитное поле, электрическое поле и градиент температуры должны быть перпендикулярны слоям СРТЭМ.

**Литература**

1. Анатычук Л.И. Вихор Л.Н. Функционально-градиентные материалы. Термоэлектричество, т.IV. – 240 с.
2. Лидоренко Н.С., Андрияко В.А., Дудкин Л.Д., Нагаев Э.Л., Нарва О.М. О влиянии туннелирования на эффективность термоэлектрических устройств. – ДАН СССР 186, 1969, 1295.
3. Casian A., Dusciak V., Coropceanu Iu. Huge carrier mobilities expected in quasi-one-dimensional organic crystals. – Phys. Rev. B, 66, 2002, 165404, 1-5.
4. Касян А.И., Балмуш И.И., Душак В.Г. Зменшення числа Лоренца як новий напрямок підвищення ZT у квазіодномірних органічних кристалах. – Термоелектрика, 2011, №3, 19.
5. Булат Л.П., Драбкин И.А., Каратаев В.В., Освенский В.Б., Пшенай-Северин Д.А. Влияние рассеяния на границах на теплопроводность наноструктурированного полупроводникового материала  $Bi_xSb_{2-x}Te_3$ . – ФТТ 52, 2010, 1712.
6. Анатычук Л.И. Физика термоэлектричества. – Термоэлектричество, т. I.: Институт термоэлектричества. Черновцы – 2008. – 404с.
7. Heremans J.P. Low dimensional thermoelectricity. Proceedings of XXXIV International School of Semiconducting Compounds. – Jaszowiec-2005. – Acta Physica Polonica, 2005, v.108, No4, 609-634.
8. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Sun X., Zhang Z., Cronin S.B., Koga T. Low dimensional thermoelectric materials. – ФТТ, 1999, т.41, вып.5, с. 755-758.
9. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. – М: Наука, 1989, 288с.
10. Liu W.L., Borca-Tasciuc T., Liu J.L., Taka K., Wang K.L., Dresselhaus M.S., Chen G. In-plane thermoelectric properties of  $Si/Ge$  superlattice. – Proc. of 20th International Conference on Thermoelectrics (2001). – P. 340-343.
11. Venkatasubramanian R., Siivola E., Colpiits T.S. In-plane thermoelectric properties of freestanding  $Si/Ge$  superlattice structures. – Proc. of 17th International Conference on Thermoelectrics (1998). – P. 191-197.
12. Lambrecht A., Beyer H., Nurnus J., Künzel C., Böttner H. High figure of merit ZT in  $PbTe$  and  $Bi_2Te_3$  based superlattice structures by thermal conductivity reduction. – Proc. of 20th International Conference on Thermoelectrics (2001). – P. 335-339.
13. B. Yang, J. Liu, K. Wang, G. Chen. Characterization of cross-plane thermoelectric properties of  $Si/Ge$  superlattices. – Proc. of 20th International Conference on Thermoelectrics (2001). – P. 344-347.
14. Zhang Y., Vashaee D., Singh R., Shakouri A. Influence of doping concentration and ambient temperature on cross-plane Seebeck coefficient of  $InGaAs/InAlAs$  superlattices. – Mat. Res. Soc. Symp. Proc. – 2004. – V.793. – P. 59-65.
15. Caylor J.C., Coolney K., Stuart J., Nangoy S., Colpiits T., Venkatasubramanian R. Developing  $PbTe$ -based superlattice structures with enhanced thermoelectric performance. – 2005 International conference on thermoelectrics. – P. 489-491.
16. R.F. Theory of layered structures. – J. Phys. Chem. Solids. – 1967. –Vol. 26, No 5. – P. 839-845.
17. Hinsche N.F., Mertig I., Zahn P. Lorenz function of  $Bi_2Te_3/Sb_2Te_3$  superlattices. J. of Electron. Mat. – 2013. –Vol. 42, No 7. – P. 1406-1410.
18. Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе  $Bi_2Te_3$ . – М: Наука. – 1972. – 320 с.

19. Ivanova L.D., Granatkina Yu.V., Dauscher A., Lenoir B., Sherrer H. Influence of the purity and perfection of Czochralski-grown single crystals of bismuth and antimony chalcogenides solid solution on their thermoelectric properties. – Proc. of 5th European Workshop on Thermoelectrics. – Pardubice, Czech Republic, 1999. – P. 175-178.
20. Gorskyi P.V. Layered structure effects as realization of anisotropy in magnetic, galvanomagnetic and thermoelectric phenomena. –New York: Nova Publishers. – 2014. – 366 с.
21. Горський П.В. Діагностика функціональних матеріалів із замкненими поверхнями Фермі, описуваних моделлю Фіваза, та деякі аспекти їх застосування. – Доповіді НАН України. – 2014. – № 12. – С. 77-85.
22. Горський П.В. Електропровідність функціональних, у тому числі термоелектричних, матеріалів, що описуються моделлю Фіваза, у квазікласичній області магнітних полів. – Термоелектрика. – 2014, № 3 – С. 5-14.
23. Горський П.В. Чи виражені ефекти шаруватості при замкнених поверхнях Фермі? –УФЖ. – 2010. –Т. 55, № 12. – С. 1297-1305.
24. Горський П.В. Фактор потужності шаруватого термоелектричного матеріалу із замкненою поверхнею Фермі у квантуючому магнітному полі. –УФЖ. – 2013. –Т. 58, № 4. – С. 1297-1305.
25. Горский П.В. Диагностика функциональных материалов, описываемых моделью Фиваза, по зависимости фактора мощности от квантующего магнитного поля. – Сборник статей по материалам XX Международной заочной научно-практической конференции «Научная дискуссия. Вопросы математики, физики, химии, биологии». №8(19). – Москва-2014. – Москва: Наука. Интерпериодика. – С. 55-60.
26. Gorskyi P.V. Gigantic negative magnetoresistance of nanoheterostructures, described by Fivaz model. – arXiv:1503.06823v1 – 10 Mar 2015. – P. 1-3.

Поступила в редакцию 10.07.15.