УДК 538.945:537.6

Межфазное термодинамическое равновесие магнетиков

© Авторы, 2016
© ООО «Издательство «Радиотехника», 2016

И.Н. Алиев – д.ф.-м.н., профессор, кафедра «Физика», МГТУ им. Н.Э. Баумана
E-mail: alievprof@yandex.ru
М.Ю. Докукин – к.т.н., доцент, кафедра «Физика», МГТУ им. Н.Э. Баумана
E-mail: DMU252@yandex.ru
З.А. Самедова – магистрант по специальности «Техническая физика», МГТУ им. Н.Э. Баумана
E-mail: samezara@bk.ru

Для классической термодинамической двухфазной теории Гортера–Казимира проведен детальный анализ условий равновесия различных фаз намагничиваемой сверхпроводящей системы. Представлено исходное соотношение, связывающее массовую плотность внутренней энергии с вектором намагничивания и изменением энтропии. Отмечено, что расчет производился согласно фундаментальному термодинамическому принципу Гиббса методом множителей Лагранжа с учетом общих положений вариационного исчисления. Получены условия двухфазного термодинамического равновесия для температуры, напряженности магнитного поля и магнитного термодинамического потенциала Гиббса. Рассмотрена возможность применения полученных результатов для последующих попыток развития модернизированной классической теории сверхпроводимости.

Ключевые слова: *Термодинамические потенциалы, эксперимент Мейсснера, теория Гортера-Казимира, термодинамическое равновесие магнитных фаз, термодинамический принцип Гиббса, магнитный термопотенциал.*

For the classical two-phase thermodynamic theory of the Gorter-Casimir carried out a detailed analysis of the conditions of equilibrium of different phases of the magnetized superconducting system. The source expression relating mass density internal energy according to vector of magnetization and entropy change. The calculation was carried out according to the fundamental thermodynamic principle of Gibbs ',method of Lagrange multipliers subject to the General provisions of the calculus of variations. The conditions of two-phase thermodynamic equilibrium for the temperature, magnetic field and magnetic thermodynamic potential of Gibbs. The possibility of applying the obtained results for subsequent attempts the development of a modernized classical theory of superconductivity.

Keywords: *Thermodynamic potentials, the experiment of Meissner, the theory of the Gorter-Casimir, thermodynamic equilibrium magnetic phases, the thermodynamic principle of Gibbs, magnetic termopotential.*

В последнее время вновь усилился интерес к классической теории сверхпроводимости, в частности, к вопросам, связанным с двухфазной термодинамической моделью Гортера–Казимира, описывающей сверхпроводник как смесь двух электронных жидкостей, каждая из которых по разному ведет себя во внешнем магнитном поле, то есть, фактически, речь идет о двухфазной системе [1]. Различные подходы при анализе этой проблемы разбирались в работах последних лет [2−4]. Исследование в этой области были инициированы тем обстоятельством, что с помощью термодинамического условия равновесия Гиббса был получен несколько неожиданный результат – в случае достаточно хорошо проводящего тела (не обязательно сверхпроводника) постоянный электрический ток, а вместе с ним и магнитное поле вытесняются на поверхность [5].

Отметим, что аналогичный результат, но полученный несколько другим методом, приведен в недавно опубликованных работах [6−7]. В связи с этим возникает необходимость по новому взглянуть на базовые работы по сверхпроводимости [8−9]. Дело в том, что способа прямого измерения объемного тока в *сплошном твердом* проводнике не существует, и скорее всего это измерение принципиально не может быть проведено. В самом деле, начиная с классических экспериментов Мейсснер–Оксенфельда [10], измерялись лишь магнитные поля вокруг проводников – то есть интегральные характеристики. Так, например, в опубликованной недавно работе [11] измерялось, как обычно, магнитное поле, а затем в рамках так называемой обратной задачи Био–Савара–Лапласа делался вывод о распределении токов. На взгляд авторов это не совсем корректно – по значению определенного интеграла, как правило, нельзя делать вывод о виде подынтегральной функции.

В связи с вышесказанным возникла также необходимость рассмотрения классической термодинамической двухжидкостной теории Гортера–Казимира [12−13]. Детальный анализ этой работы представлен авторами в недавней публикации [1].

Ц е л ь   д а н н о й   р а б о т ы – дополнить проведенные исследования выводом условия термодинамического межфазного равновесия. Полученный результат может быть применен для дальнейших попыток развития модернизированной классической теории сверхпроводимости, основы которой изложены в работах [14−15].

Общие вопросы термодинамики образцов намагничивающегося вещества

В целях полноты изложения остановимся вначале на общих вопросах термодинамики образцов намагничивающегося вещества. Для железосодержащих материалов этот вопрос довольно подробно разбирался в [16], причем предложен перенос этого метода на магнитные элементы (Co, Ni) и композитные материалы (Fe_3C).

Сформулируем условия равновесия соприкасающихся друг с другом двух различных магнитных фаз намагничиваемого вещества. Предположим вначале, что изменения объема образца при всех его превращениях настолько малы, что ими можно пренебречь. Тогда термодинамически равновесные состояния образца будут характеризоваться двумя независимыми параметрами: напряженностью магнитного поля $\mathbf{H}$ и температурой T, причем обе фазы не могут сосуществовать при произвольных их значениях. При термодинамическом равновесии эти внешние параметры должны быть связаны некоторым условием, которое, по существу, и является условием фазового равновесия. Как известно, это условие формулируется в виде равенства определенных термодинамических потенциалов единиц массы различных фаз вещества. В рассматриваемом случае надо потребовать равенство магнитных термодинамических потенциалов Гиббса.

Прежде всего, найдем выражения для элементарной работы намагничивания образца, то есть работы, которую необходимо затратить, чтобы изменить магнитную индукцию в какой-либо фазе образца от $\mathbf{B}$ до $\mathbf{B} + d\mathbf{B}$ с помощью бесконечно малого изменения напряженности внешнего магнитного поля.

В связи с этим напомним общие рассуждения, касающиеся теоремы сохранения энергии электромагнитного поля в электродинамике Максвелла. Рассмотрим уравнения Максвелла в самой общей форме:

$$\begin{cases} \operatorname{rot}\mathbf{E} = -\dfrac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j} + \dfrac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \end{cases}$$

Рассмотрим в пространстве произвольный объем V, ограниченный поверхностью S с внешней нормалью $\mathbf{n}$. Тогда после несложных преобразований уравнения сводятся к следующему выражению:

$$-\oint_S \mathbf{P} d\mathbf{S} = \int_V (\mathbf{j}, \mathbf{E}) dV + \int_V \mathbf{E}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} dV + \int_V \mathbf{H}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} dV . \tag{1}$$

В электродинамике Максвелла вектор $\mathbf{P} = [\mathbf{E}, \mathbf{H}]$ называют вектором Пойнтинга и постулируют, что он представляет собой вектор объемной плотности потока энергии электромагнитного поля в данной точке пространства. Таким образом, величина поверхностного интеграла в уравнении (1) определяет энергию электромагнитного поля, вытекающую из рассматриваемого объема V, через ограничивающую его поверхность S в единицу времени. Поверхностный интеграл, взятый со знаком минус, описывает втекающую энергию в единицу времени.

Справа указано, на что эта энергия была истрачена: 1) на совершение работы по передвижению зарядов внутри объема V, то есть работы $\int_V (\mathbf{j}, \mathbf{E})\, dV$, которая изменяет величину тока проводимости $\mathbf{j}$ внутри объема V; 2) на совершение работы, затрачиваемой на изменение электрической поляризации вещества и на изменение энергии электрического поля, заключенных внутри объема V: $\int_V \mathbf{E}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} dV$; 3) на совершение работы, затрачиваемой на изменение магнитной поляризации вещества и на изменение энергии магнитного поля, заключенных внутри объема V: $\int_V \mathbf{H}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} dV$.

Внутри объема V находится электромагнитное поле и вещество. Поэтому необходимо рассматривать единый объект «вещество» плюс «поле». Отделить физически однозначно поле от вещества не представляется возможным никакими экспериментами. Это деление – чисто условная вещь и поэтому во всей современной физической литературе просто условились в качестве «истинного» магнитного поля внутри вещества брать поле **H**, а не поле **B**. Подобным же образом в качестве «истинного» электрического поля внутри вещества условились брать поле **E**, а не поле **D**. Таково общепринятое соглашение. Конечно, оно не согласуется с другим принятым в современной физической литературе положением, что истинное магнитное поле внутри вещества – это поле магнитной индукции **B**.

Обозначим массовую плотность внутренней энергии намагничивающегося вещества *u*. Принимая во внимание принятые соглашения и учитывая, что объемная плотность энергии электрического и магнитного полей имеет вид $w=\frac{1}{2}(\mathbf{H},\mathbf{B})+\frac{1}{2}(\mathbf{D},\mathbf{E})$, можно записать следующее соотношение:

$$\int_V \mathbf{E}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}dV+\int_V \mathbf{H}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}dV=\frac{d}{dt}\int_V\left(\rho u+\frac{1}{2}(\mathbf{H},\mathbf{B})+\frac{1}{2}(\mathbf{D},\mathbf{E})\right)dV,$$

где ρ – плотность вещества.

Оставляя вне рассмотрения эффекты, связанные с электрической поляризацией вещества, то есть считая, что $\mathbf{D}=\varepsilon_0\varepsilon\mathbf{E}$ и $\varepsilon=\text{const}$, получаем отсюда равенство

$$\int_V \mathbf{H}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}dV=\frac{d}{dt}\int_V\left(\rho u+\frac{1}{2}(\mathbf{H},\mathbf{B})\right)dV.$$

Далее, учитывая, что объем интегрирования произвольный, переходим к дифференциальной форме полученного соотношения:

$$\mathbf{H}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho u+\frac{1}{2}(\mathbf{H},\mathbf{B})\right).$$

С учетом того, что $\frac{\mathbf{B}}{\mu_0}=\mathbf{H}+\mathbf{M}$, приходим окончательно к равенству $d(\rho u)=\mu_0(\mathbf{H},d\mathbf{M})$. Таким образом, получили выражение для работы, затрачиваемой на намагничивание единицы объема вещества. Предполагая намагничиваемое вещество несжимаемым, то есть, считая плотность массы τ вещества постоянной, запишем соотношение для намагничивания единицы массы:

$$du=\frac{\mu_0}{\rho}(\mathbf{H},d\mathbf{M}). \qquad (2)$$

Интересно отметить, что соотношение (2) можно получить несколько другим способом. Рассмотрим цилиндрический достаточно длинный магнетик сечения *S* и длины *l*, на который намотан соленоид с числом витков на единицу длины *n*. Если по катушке течет ток *I*, то магнитное поле внутри магнетика равно $\mathbf{H}=In\boldsymbol{\tau}$, где $\boldsymbol{\tau}$ – единичный вектор нормали к площади поперечного сечения. Потокосцепление и связанная с ним индукционная ЭДС определяются так:

$$\psi=SnlB=nVB,\quad \varepsilon=\frac{d\psi}{dt}=nV\frac{dB}{dt}\quad (V – \text{объем магнетика}).$$

Для поддержания тока в цепь катушки включен регулируемый источник с ЭДС, равной ЭДС индукции. За время *dt* этот источник совершит работу *dA* по переносу заряда *dq* = *Idt*:

$$dA=\varepsilon dq=nV\frac{dB}{dt}Idt=VHdB.$$

Учитывая, что все векторы перпендикулярны поперечному сечению магнетика, получаем

$$dA=V\mathbf{H}d\mathbf{B}=V\mathbf{H}\mu_0(d\mathbf{H}+d\mathbf{M})=d\left(\frac{V\mu_0H^2}{2}\right)+V\mu_0(\mathbf{H}d\mathbf{M}).$$

В этом выражении первое слагаемое отвечает за изменение энергии магнитного поля, не связанное с наличием магнетика, а второе и является работой по увеличению намагниченности, которая и переходит в энергию, связанную с намагничиванием образца.

До сих пор пренебрегали тепловыми процессами нагревания и охлаждения, которые могут сопровождать процессы намагничивания и размагничивания. Если их учесть, то формулу для изменения внутренней энергии надо записать в более полном виде:

$$du = Tds + \frac{\mu_0}{\rho}\left(\mathbf{H}, d\mathbf{M}\right), \tag{3}$$

где s – массовая плотность энтропии.

Вывод условий термодинамического магнитного равновесия

Остановимся на строгом математическом выводе условий термодинамического магнитного равновесия. Предположим, что имеется некоторая изолированная система, состоящая из двух внутренне равновесных соприкасающихся магнитных фаз, именно изолированная система, то есть не взаимодействующая ни с какими внешними телами. Считаем, что равновесные состояния фаз характеризуются определенными значениями температур T_1 и T_2 и напряженностей магнитного поля $\mathbf{H}_1$ и $\mathbf{H}_2$ (индексы 1 и 2 относятся здесь и далее к первой и второй фазе соответственно). Предположим, что в такой системе имеется термодинамическое взаимодействие соприкасающихся магнитных фаз, но равновесия между фазами, вообще говоря, нет. Рассматриваем именно такой ограниченный класс воображаемых очень специальных неравновесных состояний данной изолированной системы.

Поясним, тем не менее, как такие неравновесные состояния все же можно было физически реализовать. Приготовим их следующим образом. Вообразим, что имеется некоторая нетеплопроводная адиабатическая оболочка, отделяющая обе фазы друг от друга, не позволяя им обмениваться теплом. Вообразим, далее, что по поверхностям обеих фаз текут специально подобранные строго контролируемые электрические токи, обеспечивающие условия постоянства $\mathbf{H}_1$ и $\mathbf{H}_2$ внутри каждой фазы. Затем внезапно удалим адиабатическую оболочку и уберем эти поверхностные токи, тогда в начальный момент времени будем иметь именно такое неравновесное состояние изолированной системы, которое описано выше.

Перейдем к рассмотрению изолированной системы по той простой причине, что именно для нее справедлив известный термодинамический принцип Гиббса, позволяющий находить вообще любые условия равновесия, в каких-угодно физических и физико-химических ситуациях, в частности, условия межфазного равновесия

Обозначим через m_1 и m_2 массы первой и второй фазы соответственно, причем одна фаза может превращаться в другую, но полная масса обеих фаз $m = m_1 + m_2$ при этом должна сохранятся, откуда следует $\delta m_1 = -\delta m_2$.

Согласно фундаментальному термодинамическому принципу Гиббса среди множества указанных неравновесных состояний равновесное состояние характеризуется тем, что при любом виртуальном перемещении из него в одно из бесконечно близких неравновесных состояний, при котором не меняется полная энтропия системы (то есть $\delta S = 0$) и при котором не меняется полный магнитный момент системы (то есть $\delta\mathbf{M} = 0$) сохраняется внутренняя энергия, то есть $\delta U = 0$.

Далее, очевидно, получаем

$$U = m_1u_1 + m_2u_2\,,\; S = m_1s_1 + m_2s_2, \quad \mathbf{M} = \frac{m_1}{\rho_1}\mathbf{M}_1 + \frac{m_2}{\rho_2}\mathbf{M}_2\,,$$

где $\rho_i, u_i, s_i \;\left(i = 1,2\right)$ – плотности, массовые плотности внутренней энергии и энтропии первой и второй фаз соответственно.

Таким образом, условие равновесия имеет вид

$$\delta U = 0 \;\text{ при }\; \delta S = 0 \;\text{ и }\; \delta\mathbf{M} = 0\,. \tag{4}$$

Для вариаций термодинамических величин первой и второй магнитных фаз, пребывающих в состояниях внутреннего равновесия, можно написать следующее соотношение:

$$\delta u_i = T_i \delta s_i + \frac{\mu_0}{\rho_i}\left(\mathbf{H}_i, \delta\mathbf{M}_i\right).$$

Таким образом, изменение внутренней энергии системы, состоящей из двух фаз, будет определяется выражением

$$\delta U = \left(u_1 - u_2\right)\delta m_1 + m_1 T_1 \delta s_1 + m_2 T_2 \delta s_2 + \frac{m_1\mu_0}{\rho_1}\left(\mathbf{H}_1, \delta\mathbf{M}_1\right) + \frac{m_2\mu_0}{\rho_2}\left(\mathbf{H}_2, \delta\mathbf{M}_2\right).$$

Кроме того, имеют место следующие очевидные соотношения:

$$\delta S = \left(u_1 - u_2\right)\delta m_1 + m_1 \delta s_1 + m_2 \delta s_2,$$

$$\delta\mathbf{M} = \left(\frac{1}{\rho_1}\mathbf{M}_1 - \frac{1}{\rho_2}\mathbf{M}_2\right)\delta m_1 + \frac{m_1}{\rho_1}\delta\mathbf{M}_1 + \frac{m_2}{\rho_2}\delta\mathbf{M}_2.$$

Для решения поставленной задачи необходимо выполнение соотношения (4). По аналогии с магнитным принципом виртуальных работ для свободных токов, предложенным в [5], воспользуемся методом множителей Лагранжа. Как было уже указано, можно вообще отбросить дополнительные условия, если приравнивать нулю не вариацию исходной величины $\delta U = 0$, а следующую комбинацию:

$$\delta U - \beta\delta S - \left(\boldsymbol{\alpha}, \delta\mathbf{M}\right) = 0. \tag{5}$$

Здесь $\boldsymbol{\alpha}$ и β – неопределенные множители Лагранжа, которые сами определяются в процессе решения вариационной задачи.

Новое вариационное условие выполняется при произвольных вариациях $ds_1, ds_2, d\mathbf{M}_1, d\mathbf{M}_2$, не связанных никакими дополнительными условиями. Общее условие (5) сводится к выражению

$$\left\{\left(u_1 - u_2\right) - \beta\left(s_1 - s_2\right) - \left[\boldsymbol{\alpha}, \left(\frac{1}{\rho_1}\mathbf{M}_1 - \frac{1}{\rho_2}\mathbf{M}_2\right)\right]\right\}\delta m_1 + m_1\left(T_1 - \beta\right)\delta s_1 +$$

$$+ m_2\left(T_2 - \beta\right)\delta s_2 + \frac{m_1}{\rho_1}\left[\left(\mathbf{H}_1\mu_0 - \boldsymbol{\alpha}\right), \delta\mathbf{M}_1\right] + \frac{m_2}{\rho_2}\left[\left(\mathbf{H}_2\mu_0 - \boldsymbol{\alpha}\right), \delta\mathbf{M}_2\right] = 0.$$

Так как это соотношение должно выполняться при произвольных значениях $\delta s_1, \delta s_2, \delta\mathbf{M}_1, \delta\mathbf{M}_2$, приравнивая к нулю соответствующие коэффициенты, получаем следующие условия двухфазного термомагнитного равновесия:

$$T_1 = T_2 = \beta, \qquad \mu_0\mathbf{H}_1 = \mu_0\mathbf{H}_2 = \boldsymbol{\alpha}, \qquad g_1\left(T_1, \mathbf{H}_1\right) = g_2\left(T_2, \mathbf{H}_2\right),$$

где $g\left(H, T\right)$ – магнитный термодинамический потенциал Гиббса, рассчитанный на единицу массы:

$$g\left(H, T\right) = u - Ts - \frac{\mu_0}{\rho}\left(\mathbf{H}, \mathbf{M}\right). \tag{6}$$

Термодинамические потенциалы при вычислении свободной энергии Гиббса в рамках модели Изинга вычислялись в работе [17] для систем со слабым взаимодействием. Для простых магнитных систем термодинамические потенциалы вычислялись также в работе [18].

Отметим еще одно важное обстоятельство. Дело в том, что авторы в настоящей работе (по мере возможности) применяют международную систему единиц (СИ), хотя в разделах физики, непосредственно связанных с электромагнетизмом, наиболее целесообразно было бы использование абсолютной (гауссовой) системы единиц, поскольку последняя гораздо больше соответствует современным представлениям о природе электромагнитных явлений. Электрическое и магнитное поля связанны между собой, более того, их можно считать двумя симметричными характеристиками одного и того же физического объекта. Но при этом размерности всех величин (напряженности и индукции этих полей) разные, что само по себе уже противоестественно. Для преодоления этого несоответствия и приходится вводить искусственные коэффициенты, обсуждение физического смысла которых продолжается и в настоящее время. Особенно это видно при рассмотрении классических вопросов магнетизма, таких как монополи

Дирака [19] или рассматриваемая теория сверхпроводимости. Дело, видимо, еще в том, что эти понятия вводятся и обсуждаются в книгах и статьях по теоретической физике, квалифицированные авторы которых, как правило, придерживаются абсолютной системы, в которой получаемые результаты выглядят более естественным образом и поэтому работа с этими разделами в системе СИ постоянно приводит к подбору необходимых коэффициентов.

- Полученные условия двухфазного термодинамического равновесия для температуры, напряженности магнитного поля и магнитного термодинамического потенциала Гиббса могут быть использованы для дальнейшего развития модернизированной классической теории сверхпроводимости.

  Авторы понимают, что ряд положений предлагаемой работы являются дискуссионными и поэтому будут признательны за любые замечания по сути изложения.

Авторы приносят благодарности В.В. Толмачеву, дискуссии с которым явно обогатили рассматриваемый материал, А.М. Макарову и А.Н. Морозову за постоянный интерес к работе и С.О. Юрченко, при обсуждении с которым статьи [20] и родилась идея настоящего исследования

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (Проект №3.1526.2014/K).

Литература

1. *Алиев И.Н.*, *Копылов И.С.* Об электродинамике модели Лондонов и двухжидкостной теории Гортера-Казимира // Поверхность. 2017. № 1.
2. *Müller K.H.* Magnetic viscosity // Reference Module in Materials Science and Materials Engineering. 2016. (Current as of 28 October 2015).
3. *Fabrizio M.*, *Giorgi C.*, *Morro A.* A thermodynamic approach to ferromagnetism and phase transitions // International Journal of Engineering Science. 2009. V. 47. № 9. P. 821−839.
4. *Hallatshek K.* Thermodynamic potential in local turbulence simulations // Physical Review Letters. 2004. V. 93. № 12. P. 125001–125001-4.
5. *Алиев И.Н.*, *Копылов И.С.* Применение метода множителей Лагранжа к вычислению магнитного поля постоянного тока // Динамика сложных систем. 2015. Т. 9. № 4. С. 3−10.
6. *Fiolhais M.C.N. at all.* Magnetic field and current are zero inside ideal conductors // Progress in Electromagnetics Research B. 2011. V. 27. P. 187−212.
7. *Fiolhais M.C.N.*, *Essen H.* Magnetic Field Expulsion in Perfect Conductors-The Magnetic Equivalent of Thomson`s Theorem // Progress in Electromagnetics Research Symposium Proceedings. Stockholm. Sweden. 12−15 August 2013. 1193.
8. *Моргулис В.А.*, *Миронов В.А.* Магнитный момент кольца Волкано // Физика твердого тела. 2008. Т. 50. В.1. С. 148−153.
9. *Николаев В.И.* Термодинамический квадрат // Физическое образование в вузах. 1999. Т. 5. № 2.
10. *Meissner W.*, *Ochsenfeld R.* Ein neurer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit // Naturwissenschaften. 1933. V. 21. № 44. P. 787−788.
11. *Руднев И.А*, *Осипов М.А.*, *Подливаев А.И.*, *Покровский С.В.* Визуализация протекания электрического тока в проводящих структурах с применением техники магнито-силовой микроскопии // Поверхность. 2015. № 9. С. 19−26.
12. *Gorter C.J.* Theory of supracondactivity // Nature. 1933. V. 132. P. 931.
13. *Gorter C.J.*, *Casimir H.* On supracondactivity// Physica. 1934. V. 1. P. 306−320.
14. *Алиев И.Н.*, *Меликянц Д.Г.* О потенциалах в электродинамике Лондонов // Вестник МГТУ. Сер. Естественные науки. 2016. № 2(65). С. 42−51.
15. *Алиев И.Н.*, *Меликянц Д.Г.* О теоремах Пойнтинга и Абрагама в электродинамике сверхпроводников Лондонов // Вестник Московского областного государственного университета. Сер. Физика-математика. 2015. № 4. С. 83−91.
16. *Körmann F.*, *Hickel T.*, *Neugebauer J.* Influence of magnetic excitations on the phase stability of metals and steels // Current Opinion in Solid State and Materials Science. 2016. V. 20. № 2. P. 77−84.
17. *Hilfer R.* Thermodynamic potentials for the infinite range sling model with strong coupling // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2003. V. 320. P. 429−434.
18. *Castellano G.* Thermodynamic potentials for simple magnetic systems // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2003. V. 260. № 1−2. P. 146−50.
19. *Алиев И.Н.*, *Копылов И.С.* Использование формализма монополей Дирака в некоторых задачах магнетизма // Вестник МГТУ. Сер. Естественные науки. 2015. № 6(63). С. 25−39.
20. *Yurchenko S.O.*, *Khrapak S.A.*, *Kryuchkov N.P.*, *Thomas H.M.* Practical thermodynamics of Yukawa systems at strong coupling // Journal of Chemical Physics. 2015. V. 142. № 19. Article number 194903. Dot. 10.1063/1/4921223.

Поступила 12 декабря 2016 г.

Interphase thermodynamic equilibrium for magnetics

© Authors, 2016
© Radiotekhnika, 2016

I.N. Aliev – Dr. Sc. (Phys.-Math.), Professor, Department «Physics», Bauman Moscow State Technical University
E-mail: alievprof@yandex.ru
M.Yu. Dokukin – Ph. D. (Eng.), Associate Professor, Department «Physics», Bauman Moscow State Technical University
E-mail: DMU252@yandex.ru
Z.A. Samedova – Undergraduate, Bauman Moscow State Technical University
E-mail: samezara@bk.ru

For the classical two-phase thermodynamic theory of the Gorter-Casimir carried out a detailed analysis of the conditions of equilibrium of different phases of the magnetized superconducting system. The source expression relating mass density internal energy according to vector of magnetization and entropy change. The calculation was carried out according to the fundamental thermodynamic principle of Gibbs ',method of Lagrange multipliers subject to the General provisions of the calculus of variations. The conditions of two-phase thermodynamic equilibrium for the temperature, magnetic field and magnetic thermodynamic potential of Gibbs.
The possibility of applying the obtained results for subsequent attempts the development of a modernized classical theory of superconductivity.

References

1. *Aliev I.N., Kopy'lov I.S.* Ob e'lektrodinamike modeli Londonov i dvuxzhidkostnoj teorii Gortera-Kazimira // Poverxnost'. 2017. № 1.
2. *Müller K.H.* Magnetic viscosity // Reference Module in Materials Science and Materials Engineering. 2016. (Current as of 28 October 2015).
3. *Fabrizio M., Giorgi C., Morro A.* A thermodynamic approach to ferromagnetism and phase transitions // International Journal of Engineering Science. 2009. V. 47. № 9. P. 821–839.
4. *Hallatshek K.* Thermodynamic potential in local turbulence simulations // Physical Review Letters. 2004. V. 93. № 12. P. 125001–125001-4.
5. *Aliev I.N., Kopy'lov I.S.* Primenenie metoda mnozhitelej Lagranzha k vy'chisleniyu magnitnogo polya postoyannogo toka // Dinamika slozhny'x sistem. 2015. T. 9. № 4. S. 3–10.
6. *Fiolhais M.C.N. at all.* Magnetic field and current are zero inside ideal conductors // Progress in Electromagnetics Research B. 2011. V. 27. P. 187–212.
7. *Fiolhais M.C.N., Essen H.* Magnetic Field Expulsion in Perfect Conductors-The Magnetic Equivalent of Thomson`s Theorem // Progress in Electromagnetics Research Symposium Proceedings. Stockholm. Sweden. 12–15 August 2013. 1193.
8. *Morgulis V.A., Mironov V.A.* Magnitny'j moment kol'cza Volkano // Fizika tverdogo tela. 2008. T. 50. V.1. S. 148–153.
9. *Nikolaev V.I.* Termodinamicheskij kvadrat // Fizicheskoe obrazovanie v vuzax. 1999. T. 5. № 2.
10. *Meissner W., Ochsenfeld R.* Ein neurer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit // Naturwissenschaften. 1933. V. 21. № 44. P. 787–788.
11. *Rudnev I.A, Osipov M.A., Podlivaev A.I., Pokrovskij S.V.* Vizualizacziya protekaniya e'lektricheskogo toka v provodyashhix strukturax s primeneniem texniki magnito-silovoj mikroskopii // Poverxnost'. 2015. № 9. S. 19–26.
12. *Gorter C.J.* Theory of supracondactivity // Nature. 1933. V. 132. P. 931.
13. *Gorter C.J., Casimir H.* On supracondactivity// Physica. 1934. V. 1. P. 306–320.
14. *Aliev I.N., Melikyancz D.G.* O potenczialax v e'lektrodinamike Londonov // Vestnik MGTU. Ser. Estestvenny'e nauki. 2016. № 2(65). S. 42–51.
15. *Aliev I.N., Melikyancz D.G.* O teoremax Pojntinga i Abragama v e'lektrodinamike sverxprovodnikov Londonov // Vestnik Moskovskogo oblastnogo gosudarstvennogo universiteta. Ser. Fizika-matematika. 2015. № 4. S. 83–91.
16. *Körmann F., Hickel T., Neugebauer J.* Influence of magnetic excitations on the phase stability of metals and steels // Current Opinion in Solid State and Materials Science. 2016. V. 20. № 2. P. 77–84.
17. *Hilfer R.* Thermodynamic potentials for the infinite range sling model with strong coupling // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2003. V. 320. P. 429–434.
18. *Castellano G.* Thermodynamic potentials for simple magnetic systems // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2003. V. 260. № 1–2. P. 146–50.
19. *Aliev I.N., Kopy'lov I.S.* Ispol'zovanie formalizma monopolej Diraka v nekotory'x zadachax magnetizma // Vestnik MGTU. Ser. Estestvenny'e nauki. 2015. № 6(63). S. 25–39.
20. *Yurchenko S.O., Khrapak S.A., Kryuchkov N.P., Thomas H.M.* Practical thermodynamics of Yukawa systems at strong coupling // Journal of Chemical Physics. 2015. V. 142. № 19. Article number 194903. Dot. 10.1063/1/4921223.