

# ИЗУЧЕНИЕ ТЕМЫ «ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МЕТОДОВ ПОЛУЧЕНИЯ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР» В ПРОЦЕССЕ ПОДГОТОВКИ УЧИТЕЛЯ ФИЗИКИ

Мороз И.А.

Сумский государственный педагогический университет  
имени А.С.Макаренко, Сумы (Украина)

*Рассматривается авторская методика изложения метода получения сверхнизких температур с помощью магнитокалорического эффекта в системе подготовки учителей физики.*

*Ключевые слова: магнитокалорический эффект, магнитный момент, парамагнетика, магнитное поле*

Все вещества в области низких температур радикально изменяют свои свойства и у них ярко проявляются квантовые эффекты. Кроме этого, при низких температурах обнаруживаются такие явления как сверхтекучесть и сверхпроводимость, которые интересны и особенно привлекательны в техническом использовании. Поэтому изучение веществ при низких температурах и методов, которыми можно достичь таких температур, представляет большой научный интерес и должно иметь адекватное отображение в учебных дисциплинах будущих учителей физики. Следовательно, перед методической наукой стоит неотложный и важный вопрос создания наглядных и эффективных методик изучения методов получения низких температур, которые отвечают уровню современной науки.

Анализ современной учебно-методической литературы по теоретической физике [1-4] показывает, что методические вопросы, связанные с изложением теории методов достижения сверхнизких температур, остались вне поля зрения методической науки. Понятно, что в одной ограниченной по объему статье невозможно рассмотреть методику изучения всех методов получения низких температур, потому в этой статье мы предлагаем авторскую методику [5] рассмотрения лишь одного метода – адиабатическое размагничивание парамагнетиков. Этот метод интересен не только тем, что с его помощью можно получить действительно сверхнизкие температуры, но и тем, что он позволяет преподавателю демонстрировать студентам важные межпредметные связи.

В 1926 году Дебай для получения низких температур предложил использовать так называемый магнитокалорический эффект, суть которого заключается в следующем. Пусть есть некоторое парамагнитное вещество, находящееся в магнитном поле. Причем напряженность поля может изменяться. Оказывается, что если такое вещество охладить до достаточно низкой температуры, например, с помощью жидкого гелия с откачиванием его паров, и намагничивать при постоянной температуре, а потом

проводить достаточно медленное адиабатическое размагничивание, то происходит дальнейшее охлаждение этого вещества. Таким методом можно получить температуру  $\sim 10^{-3}K$ .

Для того, чтобы объяснить студентам сущность вопроса, необходимо привлечь некоторые сведения из электродинамики. Известно, что на элемент тока  $I d\vec{l}$  тонкого проводника в магнитном поле с индукцией  $\vec{B}$  действует сила, которая называется силой Ампера  $d\vec{F} = [I d\vec{l} \vec{B}]$ . Для описания действия магнитного поля (силы Ампера) на замкнутый контур с током оказалось удобным ввести величину, которая получила название магнитный момент тока. В самом простом случае (плоский контур с током (см. рис. 1))

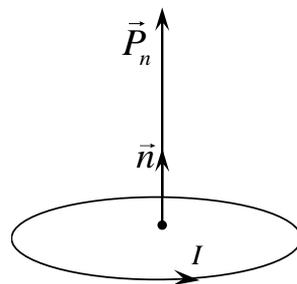


Рис. 1. К определению магнитного момента

магнитный момент вводится по определению:  $\vec{P}_m = IS\vec{n}$ , где  $S$  – площадь контура,  $\vec{n}$  – нормаль к его плоскости. В общем случае вектор индукции  $\vec{B}$  внешнего магнитного поля с магнитным моментом  $\vec{P}_m$  тока составляет некоторый угол, который на рис. 2 обозначен буквой  $\alpha$  (контур с током для

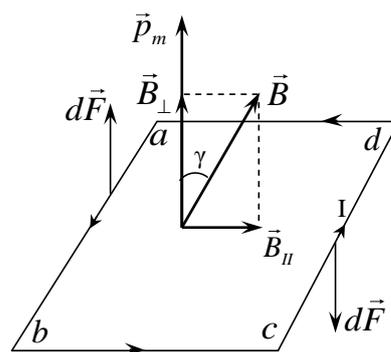


Рис. 2. Контур с током в магнитном поле

упрощения выбран в виде прямоугольника, но выводы, какие мы сформулируем, имеют общий характер). Если разложить вектор  $\vec{B}$  на две составляющие – параллельную вектору  $\vec{P}_m$  и перпендикулярную этому вектору, то легко увидеть, что сила Ампера, которая действует на любой элемент  $d\vec{l}$  проводника со стороны перпендикулярной составляющей

вектора  $\vec{B}$ , расположена в плоскости проводника (контур этими силами лишь растягивается, или сжимается), а со стороны параллельной составляющей – направлена перпендикулярно плоскости проводника. Причем на участки  $(ab)$  и  $(cd)$  она действует в противоположном направлении, а на участки  $(bc)$  и  $(da)$  она вообще не действует. Таким образом, приходим к выводу, что в магнитном поле замкнутый контур с током должен поворачиваться так, чтобы магнитный момент тока был направлен вдоль вектора индукции.

В атомах веществ электроны (в Боровском приближении) двигаются вокруг ядра на стационарных орбитах. Поэтому можно считать, что с каждым электроном связан круговой ток, который характеризуется магнитным моментом. Векторная сумма магнитных моментов всех электронов составляет магнитный момент атома.

Оказывается, что в природе существуют вещества, в которых атомы (или молекулы) не имеют магнитного момента, то есть, указанная векторная сумма магнитных моментов круговых токов отдельных электронов равна нулю. Такие вещества называются диамагнетиками. При внесении диамагнетиков в магнитное поле они приобретают магнитный момент, который направлен против поля, причем он не зависит от температуры. Другой класс веществ – это парамагнетики, у них каждый атом (или молекула) от природы владеет магнитным моментом. При обычных условиях магнитные моменты отдельных молекул парамагнетика имеют хаотическую ориентацию. Во внешнем магнитном поле эти магнитные моменты поворачиваются вдоль поля и именно на этом основан магнитокалорический эффект.

Качественно магнитокалорический эффект охлаждения можно объяснить следующим образом. Зависимость энтропии системы от температуры для разных магнитных полей схематически приведена на рис. 3. Нижняя кривая изображает зависимость энтропии от температуры при некоторой напряженности  $H$  внешнего магнитного поля, а верхняя кривая – такую же зависимость в отсутствие внешнего поля. Поскольку магнитное поле своим действием на магнитные моменты молекул способствует их упорядочению (они стремятся расположиться вдоль напряженности внешнего поля), а энтропия является мерой неупорядоченности системы, то при той же температуре энтропия системы при отсутствии внешнего магнитного поля будет больше, нежели при наличии поля. Этим и объясняется взаимное расположение кривых на рис.3.

Пусть имеем парамагнитное вещество (например, железоаммониевый галун, сульфат гадолиния или хромокалиевый галун) при температуре  $T_0 \approx 1K$  и магнитное поле отсутствует. Охладить образец до такой температуры можно путем погружения в жидкий гелий с интенсивным откачиванием его паров. Практически магнитное охлаждение

осуществляют следующим образом (рис. 4). Образец парамагнитной соли  $A$  размещается на подвесках из

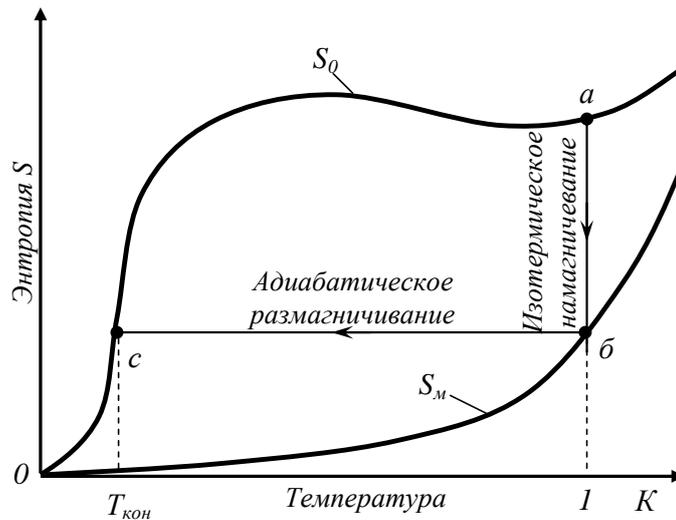


Рис. 3. К объяснению магнитокалорического эффекта

материала с малым коэффициентом теплопроводности внутри камеры  $B$  с парами гелия, которая погружена в криостат  $D_2$  с жидким гелием  $^4\text{He}$ , который, в свою очередь, погруженный в ванну  $D_1$  с жидким водородом (или азотом). Откачиванием паров гелия температура в криостате поддерживается на уровне  $1,0 \div 1,2\text{K}$  (применение жидкого изотопа  $^3\text{He}$  позволяет снизить начальную температуру до  $\sim 0,3\text{K}$ ). Этому состоянию вещества отвечает, например, точка  $a$  на кривой  $S_0$  (рис. 3). Если теперь с помощью электромагнита создать магнитное поле, то энергия, которая будет выделяться в парамагнетике при его намагничивании, в результате высокой теплопроводности паров гелия, будет передаваться жидкому гелию и будет тратиться на его испарение. Следовательно, намагничивание парамагнитного образца  $A$  (рис. 4) будут происходить изотермически при температуре кипения гелия при сниженном давлении.

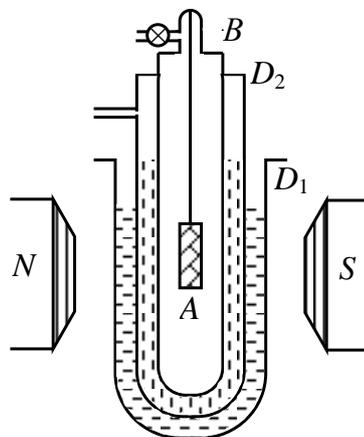


Рис. 4. Модель установки для низкотемпературных исследований

После окончания намагничивания парамагнетика, энтропия уменьшается до точки *b* на рис. 3. Потом пары гелия из камеры, в которой находится образец парамагнитной соли, откачивают и таким образом его теплоизолируют от жидкого гелия. Если теперь выключить ток, который создает магнитное поле, то парамагнетик *A* будет размагничиваться адиабатически, тратя на этот процесс свою внутреннюю энергию.

Заканчивается размагничивание в точке *c* (рис. 3), которой отвечает более низкая температура, и она, после повторных циклов намагничивания-размагничивания, может достичь нескольких тысячных долей кельвина. Запрессовав заранее в образец соли парамагнетика любое вещество, его можно охладить практически до тех же температур и выполнять исследование его физических свойств при таких сверхнизких температурах.

Поскольку в области очень низких температур кривые  $S=S(T)$  начинают практически совпадать (следствие теоремы Нернста), то ясно, что при очень низких температурах эффект охлаждения должен исчезнуть.

Рассмотрим термодинамическую теорию магнитокалорического эффекта.

При адиабатическом размагничивании изменением объема можно пренебречь, потому работа по изменению объема не выполняется. Однако выполняется работа по размагничиванию, потому первый закон термодинамики (для единицы объема образца) для этого случая нужно записать в виде:

$$dQ = dE - HdM, \quad (I)$$

где  $M$  – магнитный момент единицы объема образца (величина вектора намагниченности),  $H$  – напряженность магнитного поля.

В случае простых систем, которые в основном и рассматриваются в курсах термодинамики, работа выполняется за счет изменения объема  $dA=pdV$ . В случае размагничивания роль давления выполняет напряженность внешнего магнитного поля, а роль объема – намагниченность вещества. Для простых систем вводится функция состояния – энтальпия, изменение которой при изобарном процессе равняется количеству теплоты, полученной системой  $dQ = d(E + pV)$ . В данном случае поступим аналогично: если напряженность внешнего магнитного поля не изменяется ( $H = const$ ), то выражение (I) можно записать в виде:

$$dQ = d(E - HM). \quad (II)$$

Таким образом, количество теплоты при постоянной напряженности внешнего магнитного поля равно изменению аддитивной функции состояния ( $E-HM$ ), которую назовем энтальпией системы, находящейся в постоянном магнитном поле:

$$I = E - HM. \quad (III)$$

Дифференцируя (III), получим:

$$dI = dE - HdM - MdH. \quad (IV)$$

Используя второй закон термодинамики для обратных процессов, последнее выражение (I) перепишем в виде:  $dE = TdS + HdM$ . Подставляя это выражение в предыдущее, получим:

$$dI = TdS - MdH. \quad (V)$$

Из последнего выражения определяем дифференциал энтропии:

$$dS = \frac{1}{T} dI + \frac{M}{T} dH. \quad (VI)$$

Рассмотрим энтальпию как функцию температуры и напряженности магнитного поля  $I(T, H)$  и запишем ее дифференциал:

$$dI = \left( \frac{\partial I}{\partial H} \right)_T dH + \left( \frac{\partial I}{\partial T} \right)_H dT.$$

Подставив это выражение в (VI), имеем:

$$dS = \frac{1}{T} \left[ \left( \frac{\partial I}{\partial H} \right)_T + M \right] dH + \frac{1}{T} \left( \frac{\partial I}{\partial T} \right)_H dT. \quad (VII)$$

Магнитокалорический эффект будем оценивать коэффициентом, который показывает, как изменяется температура при достаточно медленном изменении напряженности поля в адиабатических условиях (при постоянной энтропии). Этот коэффициент можно определить из (VII), положив  $dS=0$ :

$$\eta = \left( \frac{\partial T}{\partial H} \right)_S = - \left( \frac{\partial I}{\partial T} \right)_H^{-1} \cdot \left\{ \left( \frac{\partial I}{\partial H} \right)_T + M \right\}. \quad (VIII)$$

При постоянном давлении теплоемкость простых систем определяется через энтальпию:  $c_p = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p = \left( \frac{\partial I}{\partial T} \right)_p$ . По аналогии с этим введем понятие

теплоемкости при постоянной напряженности поля:  $C_H = \left( \frac{\partial I}{\partial T} \right)_H$ .

Для определения неизвестной частной производной  $\left( \frac{\partial I}{\partial H} \right)_T$  используем еще раз выражение (VII). В нем дифференциал энтропии выражен в переменных  $(H, T)$ . Поэтому рассмотрим энтропию как функцию этих параметров и запишем ее дифференциал:  $dS = \left( \frac{\partial S}{\partial H} \right)_T dH + \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_H dT$ .

Сопоставляя это выражение и (VII), имеем:

$$\left( \frac{\partial S}{\partial H} \right)_T = \frac{1}{T} \left[ \left( \frac{\partial I}{\partial H} \right)_T + M \right], \quad \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_H = \frac{1}{T} \left( \frac{\partial I}{\partial T} \right)_H.$$

Выполним смешанное дифференцирование этих выражений:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial H \partial T} = -\frac{1}{T^2} \left( \frac{\partial I}{\partial H} \right)_T - \frac{M}{T^2} + \frac{1}{T} \frac{\partial^2 I}{\partial H \partial T} + \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_H, \quad \frac{\partial^2 S}{\partial H \partial T} = \frac{1}{T} \frac{\partial^2 I}{\partial H \partial T}.$$

Левые части этих выражений равны, соответственно равны и правые:

$$-\frac{1}{T^2} \left( \frac{\partial I}{\partial H} \right)_T - \frac{M}{T^2} + \frac{1}{T} \frac{\partial^2 I}{\partial H \partial T} + \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_H = \frac{1}{T} \frac{\partial^2 I}{\partial H \partial T}.$$

Отсюда:

$$\left( \frac{\partial I}{\partial H} \right)_T + M = T \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_H. \quad (\text{IX})$$

Подставляя (IX) в (VIII), получим искомый коэффициент магнитокалорического эффекта:

$$\eta = -\frac{1}{C_H} T \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_H. \quad (\text{X})$$

Из экспериментальных исследований известно, что магнитный момент единицы объема вещества (намагниченность) пропорционален величине напряженности внешнего поля  $M = \chi H$  ( $\chi$  – магнитная восприимчивость). В случае диамагнетиков магнитная восприимчивость не зависит от температуры, потому что  $\left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_H = 0$  и понятно, что коэффициент магнитокалорического эффекта для них равен нулю.

В случае парамагнетиков магнитная восприимчивость описывается законом Кюри  $\chi = \frac{const}{T}$ . Потому имеем:

$$\eta = -\frac{1}{C_H} T \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_H = -\frac{T}{C_H} \left( \frac{\partial(\chi H)}{\partial T} \right)_H = -const \frac{TH}{C_H} \left( \frac{\partial}{\partial T} \frac{1}{T} \right)_H = const \frac{H}{C_H T}.$$

Экспериментальные исследования показывают, что при низких температурах теплоемкость кристаллических веществ пропорциональна  $T^3$ , потому магнитокалорический коэффициент для низких температур очень высок – он изменяется по закону:  $\eta = \left( \frac{\partial T}{\partial H} \right)_S = const \cdot \frac{H}{T^4}$ .

Таким образом, охлаждение при адиабатическом размагничивании должно быть очень быстрым. Однако, как уже отмечалось, магнитокалорический эффект при очень низких температурах  $T \rightarrow 0$  исчезает, поскольку всегда существует прилив тепла и главное – при  $T \rightarrow 0$  энтропия перестает зависеть от каких-либо внешних параметров, в результате чего кривые, которые выражают зависимость энтропии от температуры при разных внешних условиях (напряженности магнитного поля), сливаются в одну линию (см. рис. 3).

Адиабатическим размагничиванием некоторых парамагнитных веществ достигается температура  $10^{-3}K$  и его широко используют для получения сверхнизких температур. Значительно более низких температур ( $10^{-5} \div 10^{-6}K$ ) удалось достичь, используя парамагнетизм уже не атомов, а

атомных ядер.

Таким образом, рассмотренная методика изложения вопроса о получении низких температур с помощью магнитокалорического эффекта охватывает все ключевые аспекты этого вопроса, не содержит избыточной информации и математических сложностей и потому, как показывает собственный опыт преподавания теоретической физики, достаточно легко и с интересом воспринимается студентами.

#### Литература

1. Базаров И. П. Термодинамика. / И. П. Базаров. – М.: Высшая школа, 1991. – 376 с.
2. Квасников И.А. Термодинамика. / И.А. Квасников. – М.: Едиториал УРСС, 2002. – 240 с.
3. Кубо Р. Термодинамика. / Р. Кубо. – М.: Мир, 1970. – 304 с.
4. Новиков И.И. Термодинамика. / И.И. Новиков. – М.: Машиностроение, 1984. – 592 с.
5. Мороз І.О. Основи термодинаміки. Навчальний посібник. / І.О. Мороз. – Суми: Видавництво «МакДен», 2012. – 352 с.