

Особенности поведения числа Лоренца в „легкой“ тяжелофермионной системе YbInCu_4

© А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисиорек*, Я. Муха*,
А. Ежовский*, Ф. Риттер**, В. Ассмус**

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт низких температур и структурных исследований Польской академии наук,
50-950 Вроцлав, Польша

** Университет им. И.В. Гёте,
60054 Франкфурт-на-Майне, Германия

E-mail: Igor.Smirnov@pop.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 21 августа 2001 г.)

В интервале температур 4.2–300 К измерены удельное электросопротивление и теплопроводность двух поликристаллических образцов YbInCu_4 , полученных с помощью различных методик в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН (Санкт-Петербург, Россия) и Университете Франкфурта-на-Майне (Германия), в которых при $T_v \sim 75\text{--}78\text{ К}$ наблюдался изоструктурный фазовый переход из состояния с целочисленной ($T > T_v$) в состояние с переменной ($T < T_v$) валентностью ионов Yb. Показано, что число Лоренца при $T < T_v$ в области температур, где YbInCu_4 принято относить к разряду „легкого“ тяжелофермионного соединения, ведет себя так же, как и в случае классических тяжелофермионных систем. При $T > T_v$, когда YbInCu_4 является полуметаллом, число Лоренца имеет значение, характерное для стандартных металлов.

Работа проводилась в рамках двусторонних соглашений между Российской академией наук, Немецким научным обществом (Германия) и Польской академией наук и выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-18078) и Польского комитета научных исследований (грант № 2 РОЗВ 129-19).

В последнее десятилетие исследователи ведущих лабораторий мира в США, Германии, Японии проявляли повышенный интерес к изучению физических свойств YbInCu_4 .¹

В YbInCu_4 при $T_v \sim 40\text{--}80\text{ К}$ и атмосферном давлении наблюдается изоструктурный фазовый переход от кюри-вейсовского парамагнетика с локализованными магнитными моментами (при $T > T_v$) к паулевскому парамагнетика с немагнитным состоянием Ферми-жидкости и переменной валентностью ионов Yb (при $T < T_v$).

При фазовом переходе валентность Yb изменяется от 3 ($T > T_v$) до 2.9 ($T < T_v$).

Высокотемпературная и низкотемпературная фазы представляют собой полуметалл и металл соответственно со слабой и сильной гибридизацией $4f$ -электронов Yb с электронами проводимости. При $T < T_v$ для YbInCu_4 наблюдается большая плотность состояний на уровне Ферми, что характерно для тяжелофермионных систем и систем с переменной валентностью редкоземельных ионов. Параметр γ (коэффициент при линейном по температуре члене в электронной теплоемкости) для низкотемпературной фазы равен $\sim 50\text{ мДж/моль} \cdot \text{К}^2$ [4–6], что указывает на достаточно большую величину эффективной массы носителей тока. Систему YbInCu_4 в литературе относят к классу „легких“ тяжелофермионных систем (light heavy-fermion system) [2,7].

YbInCu_4 кристаллизуется в кубической решетке типа AuBe_5 (структура $C15b$, пространственная группа $F\bar{4}3m(T_d^2)$ [8]).

В интервале температур 4.2–300 К на установке, аналогичной использованной в [9], мы измерили полную теплопроводность χ_{tot} и удельное электросопротивление ρ двух поликристаллических образцов YbInCu_4 .

Образцы готовились в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН (Санкт-Петербург, Россия) и в Университете им. И.В. Гёте (Франкфурт-на-Майне, Германия) с помощью различных методик [10–14]. YbInCu_4 плавился в индукционной печи в заваренных танталовых тиглях. Однако при синтезе материала в этих двух лабораториях использовались различные по чистоте исходные материалы. В дальнейшем образец, полученный в Санкт-Петербурге, будем называть „образец 1П“, а во Франкфурте-на-Майне — „образец 2Ф“.²

Образцы проходили рентгеноструктурный анализ на установке ДРОН-2 в $\text{CuK}\alpha$ -излучении. Они были монофазны, имели кубическую решетку типа AuBe_5 с постоянными кристаллической решетки a , равными $7.133(4)\text{ \AA}$ (образец 1П) и $7.139(5)\text{ \AA}$ (образец 2Ф).

Система Yb–In–Cu имеет достаточно широкую область гомогенности. Согласно [11,12,15], ее можно представить в виде $\text{YbIn}_{1-x}\text{Cu}_{4+x}$. Составы получающихся образцов существенно зависят от способа их приготовления. В области гомогенности они имеют

¹ Ссылки на многочисленные работы, посвященные YbInCu_4 , можно найти в [1–3].

² Экспериментальные данные по χ_{tot} и ρ образца 2Ф ранее использовались в работе [3].

температуры фазовых переходов T_v от 40 до 70–80 К. $T_v = 40$ К соответствует стехиометрии YbInCu_4 . Состав $\text{YbIn}_{0.8}\text{Cu}_{4.2}$ с наивысшей температурой плавления имеет $T_v \sim 70$ –80 К. При условиях приготовления образцов $\text{YbIn}_{1-x}\text{Cu}_{4+x}$ по методикам, использованным в Санкт-Петербурге и Франкфурте-на-Майне, затвердевание расплава начинается с образования кристаллов, отвечающих переходу при $T_v \sim 70$ К [11,12]. Согласно [16],³ полученные нами образцы с $a = 7.133$ – 7.139 Å соответствовали составу, близкому к $\text{YbIn}_{0.83}\text{Cu}_{4.17}$. Теплопроводность YbInCu измерялась в работах [3,17], однако их результаты подробно не анализировались.

Основная цель настоящей работы состояла в исследовании поведения числа Лоренца (L) в области $T < T_v$ у „легкой“ тяжелофермионной системы YbInCu_4 . Проявятся ли в ней особенности в поведении L , присущие классическим тяжелофермионным системам [18,19]? Поведение L , подобное наблюдавшемуся в таких системах, было обнаружено нами ранее у „легкой“ тяжелофермионной системы $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ [20].

На рис. 1 и 2 приведены наши экспериментальные результаты для $\kappa_{\text{tot}}(T)$ и $\rho(T)$ образцов 1П и 2Ф $\text{YbIn}_{0.83}\text{Cu}_{4.17}$ при цикле измерений от 300 до 4 К. При обратном цикле (измерения от 4 до 30 К) в области $T > T_v$ из-за возникновения дефектов, связанных с напряжениями в кристаллической решетке, возникающими при переходе через T_v , появляется большой гистерезис в поведении $\rho(T)$ [23] и $\kappa_{\text{tot}}(T)$.⁴

Несмотря на различие методик и чистоты исходных материалов при приготовлении образцов 1П и 2Ф, $\kappa_{\text{tot}}(T)$ и $\rho(T)$ у них оказались достаточно близкими по величине и характеру температурной зависимости. Среднее значение T_v , оцененное из этих параметров, для обоих образцов составляет ~ 75 –78 К. Мы попытались оценить состав образцов 1П и 2Ф другим способом, воспользовавшись данными для $T_v(x)$ в системе $\text{YbIn}_{1-x}\text{Cu}_{4+x}$, полученными в [22] (рис. 2, *b*). В этом случае образцы 1П и 2Ф также оказались близкими по составу к $\text{YbIn}_{0.83}\text{Cu}_{4.17}$. Для простоты изложения экспериментального материала будем считать, что в среднем состав исследованных нами образцов одинаков, но реально, как это видно из рис. 1 и 2 (а также из рис. 3 и 4), все же имеется небольшое различие в величинах κ_{tot} , κ_{ph} (решеточная составляющая теплопроводности) и ρ образцов 1П и 2Ф. Данный факт, по-видимому, связан с тем, что образцы все-таки отличаются (хотя и незначительно) по составу и, вероятно, содержат различное количество неучтенных примесей.

Согласно результатам измерений постоянной Холла [2,24], в обеих фазах ($T > T_v$ и $T < T_v$) наблюдается достаточно высокая концентрация носителей тока, так что величина κ_{tot} должна включать в себя как решеточную, так и электронную (κ_e) составляющие

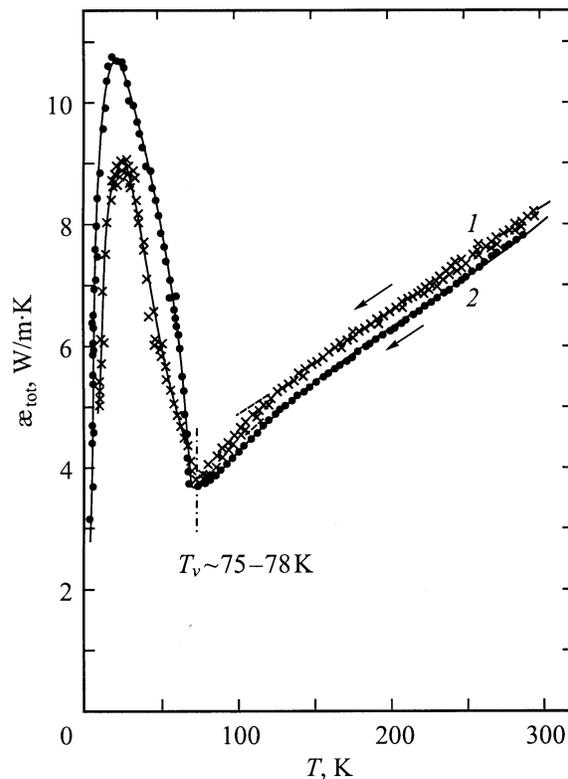


Рис. 1. Температурная зависимость κ_{tot} для образцов 1П (1) и 2Ф (2).

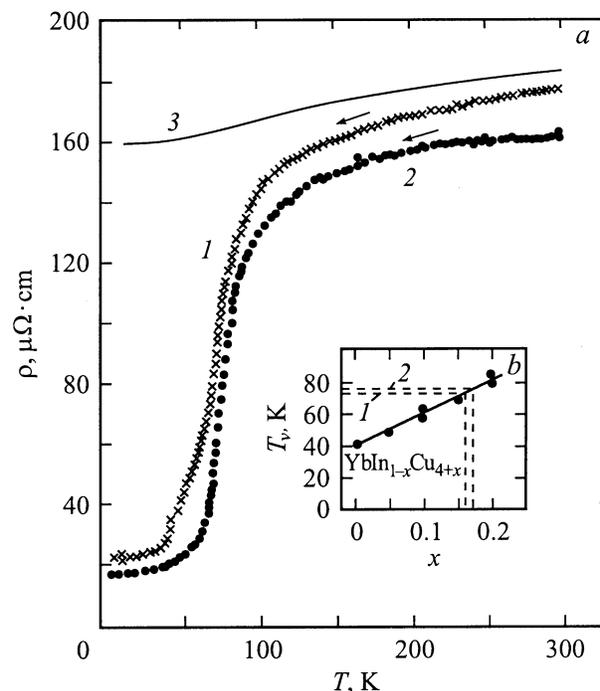


Рис. 2. *a*) Температурная зависимость ρ для образцов 1П (1) и 2Ф (2) $\text{YbIn}_{0.83}\text{Cu}_{4.17}$, а также для соединения LuInCu_4 , у которого отсутствует фазовый переход [21] (3). *b*) Зависимость T_v от x в системе $\text{YbIn}_{1-x}\text{Cu}_{4+x}$ [22]. Штриховые линии используются для определения значений x образцов 1П (1) и 2Ф (2).

³ В [16] для $\text{YbIn}_{1-x}\text{Cu}_{4+x}$ получена зависимость a от x .

⁴ Исследованию и обсуждению поведения $\kappa_{\text{tot}}(T)$ при прямом и обратном ходе измерений мы посвятим отдельную статью.

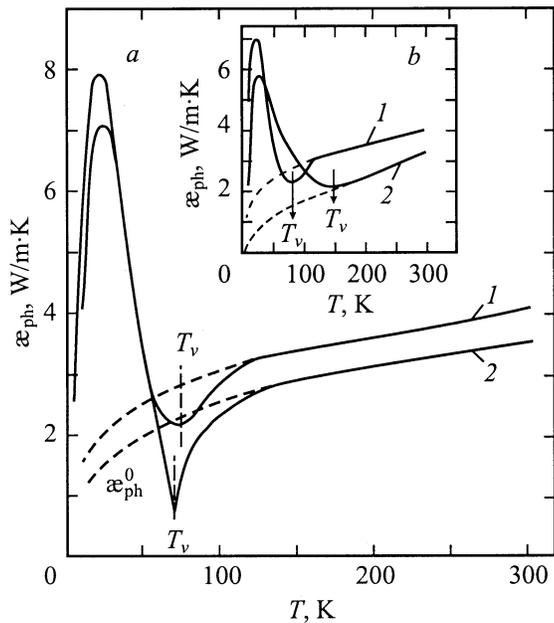


Рис. 3. *a*) Температурная зависимость κ_{ph} образцов 1П (1) и 2Ф (2) $\text{YbIn}_{0.83}\text{Cu}_{4.17}$ (объяснение κ_{ph}^0 см. на рис. 4). *b*) Температурная зависимость κ_{ph} образца 1П (1) и образца $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ [20] (2).

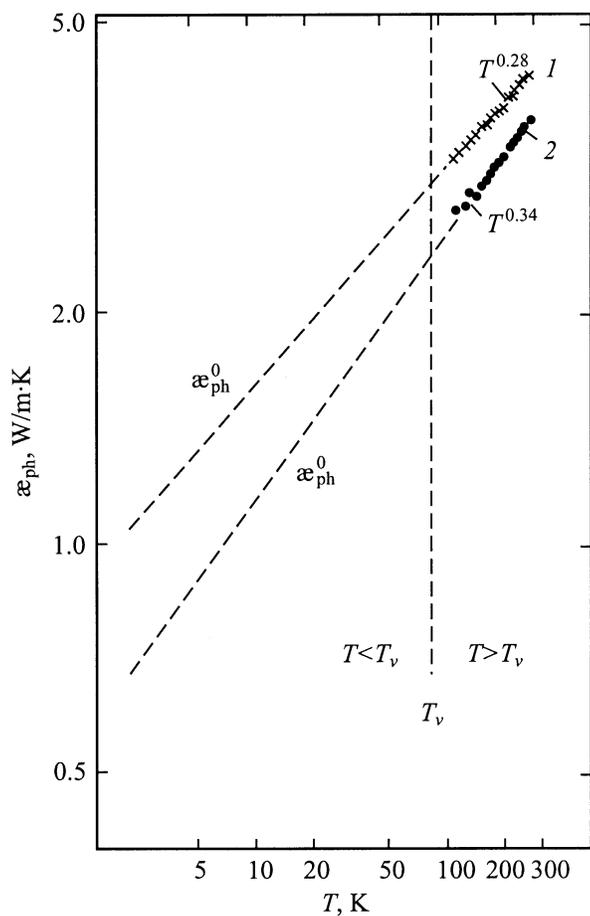


Рис. 4. Температурная зависимость κ_{ph} образцов 1П (1) и 2Ф (2) $\text{YbIn}_{0.83}\text{Cu}_{4.17}$.

теплопроводности⁵

$$\kappa_{tot} = \kappa_e + \kappa_{ph}. \quad (1)$$

Согласно классической теории для теплопроводности твердых тел, κ_e должна подчиняться закону Видемана–Франца и записываться в виде

$$\kappa_e = LT/\rho. \quad (2)$$

При $T \gtrsim \Theta/3$ (Θ — температура Дебая) и очень низких температурах для „чистых“ металлов, а также при низких и высоких температурах для „грязных“ металлов $L = L_0$ [26], где L_0 — зоммерфельдовское значение числа Лоренца ($L_0 = 2.45 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega/\text{K}^2$). Образцы $\text{YbIn}_{0.83}\text{Cu}_{4.17}$ нельзя отнести к очень „чистому“ металлу и полуметаллу, и, таким образом, для всей исследованной нами области температур (4–300 К) в первом приближении можно считать, что $L = L_0$.

На рис. 3, *a* приведена зависимость $\kappa_{ph}(T)$, вычисленная по (1) и (2) в предположении, что $L = L_0$. Как видно из этого рисунка, а также их рис. 4, в интервале температур ~ 120 –300 К κ_{ph} возрастает по степенному закону: $\kappa_{ph} \sim T^{0.28}$ для образца 1П и $\kappa_{ph} \sim T^{0.34}$ для образца 2Ф. При понижении температуры κ_{ph} последовательно проходит через минимум, достигает максимума, затем уменьшается и стремится к нулю.

Как можно объяснить такое поведение κ_{ph} ? Рассмотрим сначала данные для области температур $T > T_v$. При этих температурах система не является тяжелофермионной, а представляет собой полуметалл, поэтому использование для расчета κ_e значения $L = L_0$ не вызывает сомнений. Однако при этом остаются неясными причины, приводящие к росту κ_{ph} с повышением температуры. Такое поведение $\kappa_{ph}(T)$ характерно для аморфных и сильно дефектных материалов. В нашем случае сильная дефектность для $\text{YbIn}_{0.83}\text{Cu}_{4.17}$ может возникнуть за счет замещения в решетке индия медью [11] (на что мы уже обращали внимание при анализе данных для $\kappa_{ph}(T)$ $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ [20]). Такого рода „дефектность“ будет существенно сказываться на поведении $\kappa_{ph}(T)$ как при $T > T_v$, так и при $T < T_v$.

Рост κ_{ph} с температурой был обнаружен и в ряде других соединений, которые можно отнести к тяжелофермионным системам: „легким“ $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ [20], умеренным YbAgCu_4 [27], UInCu_5 [28] и классическим CeAl_3 [29] (рис. 5). Трудно предположить, что у всех перечисленных соединений рост $\kappa_{ph}(T)$ связан лишь с большой степенью дефектности материала.⁶ Возмож-

⁵ Поскольку YbInCu_4 при $T > T_v$ является полуметаллом, при определенных зонных параметрах этого материала можно было бы ожидать появления вклада в κ_{tot} и от биполярной составляющей теплопроводности (κ_{bip}) [21,25], но, как следует из данных работы [3], вклад от κ_{bip} в κ_{tot} YbInCu_4 при $T < 300$ К не заметен.

⁶ В [28,29] рост κ_{ph} по закону $\kappa_{ph} \sim T^n$ объясняется в рамках теоретической модели, развитой в [30]. Однако, на наш взгляд, такое объяснение не совсем корректно, поскольку в [30] показано, что $\kappa_{ph} \sim T$ (а в нашем случае $\kappa_{ph} \sim T^{0.3}$), и предложенная в [30] зависимость справедлива лишь для очень низких температур ($T < \Theta/20$), в то время как в настоящем эксперименте эффект наблюдается при существенно более высоких температурах (вплоть до 300 К).

но, что такое поведение $\kappa_{\text{ph}}(T)$ характерно для определенного класса тяжелофермионных систем.

Рассмотрим теперь поведение $\kappa_{\text{ph}}(T)$ при $T < T_v$. Важно понять, за счет чего происходит такое резкое возрастание κ_{ph} ; связано ли это с реальным ростом κ_{ph} , присущим изучаемому соединению, или обусловлено неправильным учетом величины L при расчете κ_e с помощью (2). Не исключено, что $L \neq L_0$, а меняется каким-то сложным образом с температурой. На реальность второго предположения указывают следующие факты.

1) Для резкого роста κ_{ph} при $T > T_v$ необходимо предположить, что при этой температуре выключается какой-то механизм, вызывающий сильное рассеяние фононов. Пока что нам не удалось найти разумное объяснение природы этого механизма. При $T < T_v$ изменяется валентность иона Yb с 3 на 2.9, при этом ионный радиус Yb увеличивается, решетка становится более „рыхлой“ и, следовательно, более „дефектной“, что должно приводит не к росту κ_{ph} , а к ее уменьшению.

2) Согласно элементарной теории теплопроводности,

$$\kappa_{\text{ph}} \sim Cv l, \quad (3)$$

где C , v и l — соответственно теплоемкость, скорость звука и длина свободного пробега фононов. В YbInCu₄ величины C [5] и v [10] изменяются скачкообразно в узкой области температур в районе T_v . При $T < T_v$ C и v плавно уменьшаются, а при $T > T_v$ также плавно возрастают, т.е., если исключить узкую область вблизи фазового перехода (при T_v), для всего исследованного нами интервала температур наблюдается плавное изменение $C(T)$ и $v(T)$.⁷ Это, конечно, только косвенно указывает на отсутствие „колоколообразного“ вида кривой $\kappa_{\text{ph}}(T)$, представленной на рис. 3 для образцов 1П и 2Ф в области $T < T_v$.

3) В YbIn_{0.7}Ag_{0.3}Cu₄ имеет место постепенный (без скачкообразного изменения ρ , a и других параметров при T_v) фазовый переход, аналогичный по природе фазовому переходу в YbInCu₄. При выделении из $\kappa_{\text{tot}}(T)$ величины $\kappa_{\text{ph}}(T)$ с помощью формул (1), (2) в предположении, что $L = L_0$ во всем исследованном интервале температур, мы получили, что кривая $\kappa_{\text{ph}}(T)$ в этом соединении при $T < T_v$ имеет „колоколообразный“ вид, аналогичный полученному для $\kappa_{\text{ph}}(T)$ YbIn_{0.83}Cu_{4.17} (рис. 3, *a, b*). В [20] такое поведение $\kappa_{\text{ph}}(T)$ нам удалось объяснить неправильным учетом в κ_e числа Лоренца, которое, как оказалось, сложным образом изменяется с температурой и существенно больше по сравнению с L_0 . Возможно, что подобная ситуация имеет место и в YbIn_{0.83}Cu_{4.17}.

Таким образом, исходя из изложенного выше, за резкое увеличение теплопроводности при $T < T_v$ в нашем случае, вероятнее всего, несет ответственность не κ_{ph} , а κ_e .

⁷ К сожалению, нам не удалось оценить с помощью каких-либо прямых методов характер изменения l в исследованной области температур.

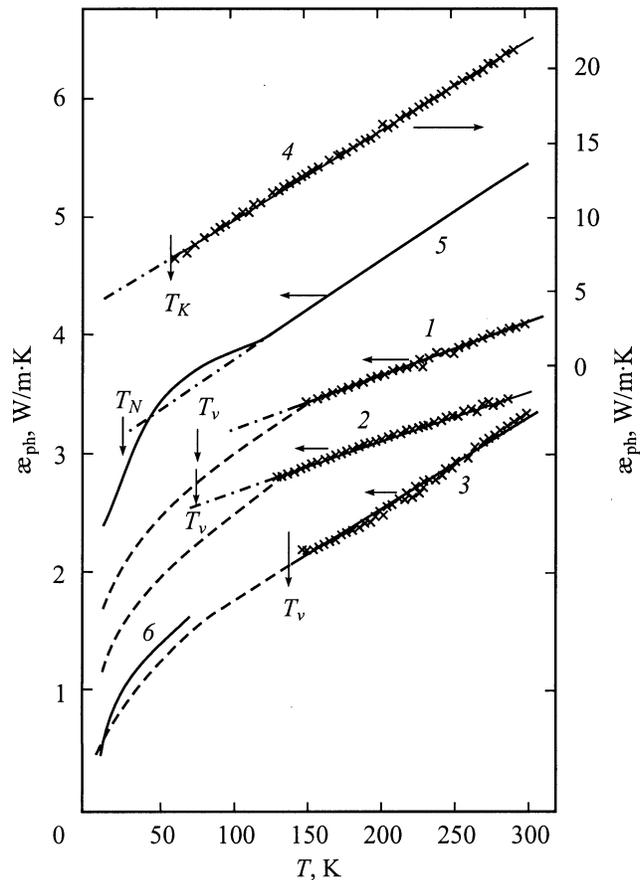


Рис. 5. Температурная зависимость κ_{ph} образцов YbIn_{0.83}Cu_{4.17} 1П (1), 2Ф (2), YbIn_{0.7}Ag_{0.3}Cu₄ [20] (3), YbAgCu₄ [27] (4), UInCu₅ [28] (5) и CeAl₃ [29] (6). Штриховые линии для всех кривых — величина κ_{ph}^0 , полученная путем экстраполяции высокотемпературных данных по степенным законам, присущим каждому из соединений. T_K и T_N — соответственно температуры Кондо и Нееля.

Попытаемся теперь проследить, как будет вести себя величина L в YbIn_{0.83}Cu_{4.17} при $T < T_v$.

Как уже неоднократно отмечалось, YbIn_{0.83}Cu_{4.17} при $T < T_v$ переходит в состояние, соответствующее „легкой“ тяжелофермионной системе. Для классической системы с тяжелыми фермионами поведение числа Лоренца существенно отличается по величине и характеру температурной зависимости как от „чистых“, так и от „грязных“ металлов. Для такой системы, согласно [18,19], L_x/L_0 возрастает от 1 (при $T \sim 0$), проходит через максимум, затем уменьшается до 0.648 и потом вновь возрастает, достигая в районе $T \sim T_K$ (T_K — температура Кондо) значения 1.

Для определения $L_x/L_0(T)$ при $T < T_v$ будем считать, что во всей исследованной нами области температур (4–300 К) $\kappa_{\text{ph}} \sim T^n$ (где n , как уже отмечалось выше, равно соответственно 0.28 и 0.34 для образца 1П и образца 2Ф). Для этого проэкстраполируем $\kappa_{\text{ph}}(T)$ по этому закону из области температур $T > T_v$ в об-

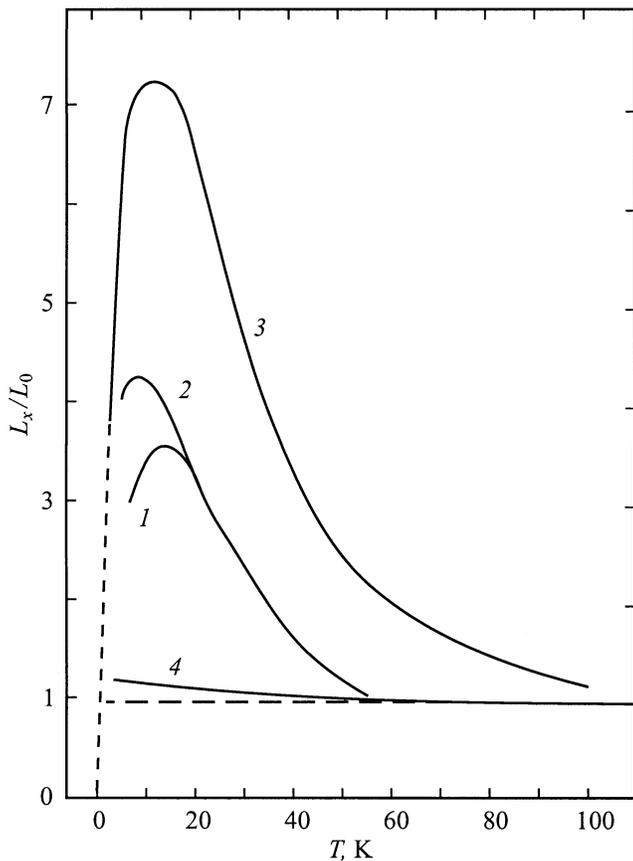


Рис. 6. Температурные зависимости L_x/L_0 для образцов $\text{YbIn}_{0.83}\text{Cu}_{4.17}$ 1П (1), 2Ф (2), $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ [20] (3) и YbAgCu_4 (4).

ласть $T < T_v$ (рис. 4, χ_{ph}^0 на рис. 3 и 4, штриховые кривые на рис. 5)⁸ и из соотношения

$$\chi_e = \chi_{\text{tot}} - \chi_{\text{ph}}^0 \quad (4)$$

для интервала 4–50 К определим $L_x/L_0(T)$ (мы исключили из рассмотрения область температур в окрестности T_v). Результаты такого расчета представлены на рис. 6.

Как видно из этого рисунка, поведение $L_x/L_0(T)$ для исследованных нами образцов 1П и 2Ф соответствует рассмотренной выше теоретической картине поведения числа Лоренца в тяжелофермионной системе [18].

Таким образом, можно сделать вывод о том, что закономерности поведения числа Лоренца для классической и „легкой“ тяжелофермионных систем аналогичны.

На рис. 6 для сравнения приведены данные для $L_x/L_0(T)$ $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ [20] и уточненные нами данные для YbAgCu_4 из [27]. В [27] для получения отношения $L_x/L_0(T)$ мы использовали несколько иную методику. Здесь же мы применили к YbAgCu_4 методику

⁸ На реальность поведения χ_{ph}^0 при низких температурах для исследованных нами образцов $\text{YbIn}_{0.83}\text{Cu}_{4.17}$ косвенно указывают результаты работ [28,29], согласно которым зависимость $\chi_{\text{ph}}(T)$ $\text{YbIn}_{0.83}\text{Cu}_{4.17}$ ведет себя так же, как в CeAl_3 и ULnCu_5 (рис. 5).

определения $\chi_{\text{ph}}^0(T)$ и $L_x/L_0(T)$ (рис. 5), предложенную в настоящей работе, и, как нам кажется, получили более правильные сведения о поведении числа Лоренца в этом соединении. Однако нужно обратить внимание на пока непонятное для нас поведение $L_x/L_0(T)$ YbAgCu_4 . Возникает некоторый парадокс. В „легких“ тяжелофермионных системах, например в YbInCu_4 , $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$, для которых параметр $\gamma \simeq 50 \text{ mJ/mol} \cdot \text{K}^2$, $L_x/L_0(T)$ ведет себя как в классических тяжелофермионных системах ($\gamma \geq 400 \text{ mJ/mol} \cdot \text{K}^2$). В то же время, в „умеренных“ тяжелофермионных системах с $\gamma \sim 200\text{--}250 \text{ mJ/mol} \cdot \text{K}^2$, к которым принадлежит YbAgCu_4 , для $L_x/L_0(T)$ в исследованном интервале температур (4–300 К) наблюдается лишь незначительное отступление L_x/L_0 от 1 в области температур $T < T_K$.

Авторы выражают благодарность Н.Ф. Картенко и Н.В. Шаренковой за проведение рентгеноструктурных исследований.

Список литературы

- [1] J.L. Sarrao, C.D. Immer, Z. Fisk, C.H. Booth, E. Figueroa, J.M. Lawrence, R. Modler, A.L. Cornelius, M.F. Hundley, C.H. Kwei, J.D. Thompson, F. Bridges. *Phys. Rev.* **B59**, 10, 6855 (1999).
- [2] A.V. Goltsev, G. Bruls. *Phys. Rev.* **B63**, 15, 155 109 (2001).
- [3] И.А. Смирнов, Л.С. Парфеньева, А. Ежовский, Х. Мисс-орек, С. Кремפל-Хессе, Ф. Риттер, В. Ассумус. *ФТТ* **41**, 9, 1548 (1999).
- [4] A.L. Cornelius, J.M. Lawrence, J.L. Sarrao, Z. Fisk, M.F. Hundley, G.H. Kwei, J.D. Thompson, C.H. Booth, F. Bridges. *Phys. Rev.* **B56**, 13, 7993 (1997).
- [5] J.L. Sarrao, A.P. Ramirez, T.W. Darling, F. Freibert, A. Migliori, C.D. Immer, Z. Fisk, Y. Uwatoko. *Phys. Rev.* **B58**, 1, 409 (1998).
- [6] N. Pillmayer, E. Bauer, K. Yoshimura. *J. Magn. Magn. Mater.* **104–107**, 639 (1992).
- [7] I. Felner, I. Nowik, D. Vakin, U. Potzel, J. Moser, G.M. Kalvius, G. Wortmann, G. Schmiester, G. Hilscher, E. Gratz, C. Schmitzer, N. Pillmayer, K.G. Prasad, H. de Waard, H. Pinto. *Phys. Rev.* **B35**, 13, 6956 (1987).
- [8] R. Kojima, Y. Nakai, T. Susuki, H. Asano, F. Izumi, T. Fujita, T. Hihara. *J. Phys. Soc. Jap.* **59**, 3, 792 (1990).
- [9] A. Jezowski, J. Mucha, G. Pompe. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20**, 1500 (1987).
- [10] B. Kindler, D. Finsterbusch, R. Graf, F. Ritter, W. Assmus, B. Lüthi. *Phys. Rev.* **B50**, 2, 704 (1994).
- [11] A. Löffert, M.L. Aigner, F. Ritter, W. Assmus. *Cryst. Res. Technol.* **34**, 2, 267 (1999).
- [12] A. Löffert, S. Hautsch, F. Ritter, W. Assmus. *Physica* **B259–261**, 134 (1999).
- [13] E. Feschbach, A. Löffert, F. Ritter, W. Assmus. *Cryst. Res. Technol.* **33**, 267 (1998).
- [14] А.В. Голубков, Т.Б. Жукова, В.М. Сергеев. *Изв. АН СССР. Неорган. материалы* **2**, 77 (1966).
- [15] А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисс-орек, Я. Муха, А. Ежовский, Ф. Риттер, В. Ассумус. *ФТТ*, в печати.

- [16] J. He, N. Tsujii, K. Yoshimura, K. Kosuge, T. Goto. *J. Phys. Soc. Jap.* **66**, 8, 2481 (1997).
- [17] E. Bauer, E. Gratz, G. Hutflesz, A.K. Bhattacharjee, B. Coqblin. *Physica* **B186/188**, 494 (1993).
- [18] V.I. Belitsky, A.V. Goltsev. *Physica* **B172**, 459 (1991).
- [19] I.A. Smirnov, V.S. Oskotskii. *Handbook on the Physics Chemistry of Rare Earth*. V. 16 / Ed. K.A. Gschneidner, Jr., L. Eyring. Elsevier Science Publ. B. V. (1993). P. 107.
- [20] А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисиорек, Я. Муха, А. Ежовский. *ФТТ* **43**, 10, 1739 (2001).
- [21] А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисиорек, Я. Муха, А. Ежовский. *ФТТ* **42**, 8, 1357 (2000).
- [22] K. Yoshimura, N. Tsujii, K. Sorada, T. Kawabata, H. Mitamura, T. Goto, K. Kosuge. *Physica* **B281/282**, 141 (2000).
- [23] J.L. Sarrao, C.D. Immer, C.L. Benton, Z. Fisk, J.M. Lawrence, D. Mandrus, J.D. Thompson. *Phys. Rev.* **B54**, 17, 12 207 (1996).
- [24] Y. Itoh, H. Kadomatsu, J. Sakurai, H. Fujiwara. *Phys. Stat. Sol. (a)* **118**, 513 (1990).
- [25] А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисиорек, Я. Муха, А. Ежовский. *ФТТ* **42**, 11, 1938 (2000).
- [26] И.А. Смирнов, В.И. Тмарченко. *Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках*. Наука, Л. (1977). 151 с.
- [27] А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисиорек, Я. Муха, А. Ежовский. *ФТТ* **43**, 2, 210 (2001).
- [28] D. Kaczorowski, R. Troc, A. Czopnik, A. Jezowski, Z. Henkie, V.I. Zaremba. *Phys. Rev.* **B63**, 144 401 (2001).
- [29] H.R. Ott, O. Marti, F. Hulliger. *Solid State Commun.* **49**, 12, 1129 (1984).
- [30] I.E. Zimmerman. *J. Phys. Chem. Sol.* **11**, 299 (1959).