

BÖLÜM-4

TERMODİNAMİK

ÖZELLİKLER

T_c ÜSTÜNDE ÖZ ISI

En kapsamlı çalışılardan biri süperiletkenlerin özellikleri spesifik (öz ısı) sıcaklıktır. Tüm numune yanıt verdiği için numunenin tamamını gören bir "yığın" ölçümü temsil eder. Diğer birçok ölçüm, örneğin yalnızca yüzeyin gözlemlendiği mikroskopi gibi numunenin yalnızca bir kısmına duyarlıdır.

Debye sıcaklığının θ_D altında normal bir metalin özısının (C_n), lineer terim elektronik uyarılmalardan $C_e = \gamma T$ terimi, kübik terimde $C_{ph} = AT^3$ örgü titreşimlerinden (fonon hareketlerinden) ve bazen ek bir Schottky katkısı aT^{-2} 'nin toplamıdır.

$$C_n = aT^{-2} + \gamma T + AT^3. \quad (4.1)$$

Şimdilik, aT^{-2} Schottky terimini görmezden geleceğiz. Şekil 4.1'deki C_{exp}/T 'ye karşı T^2 grafiği, yitrium bileşiğinin Eq. (4.1) düşük sıcaklıklarda ve Debye yaklaşımı için beklendiği gibi yüksek sıcaklıklarda sapma gösterdiği görülmektedir.

$$C_n = aT^{-2} + \gamma T + AT^3. \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} C_e = \gamma T &= \frac{1}{2} \pi^2 R \left(\frac{T}{T_F} \right) \\ &= 4.93 R \left(\frac{T}{T_F} \right). \end{aligned} \quad (4.2)$$

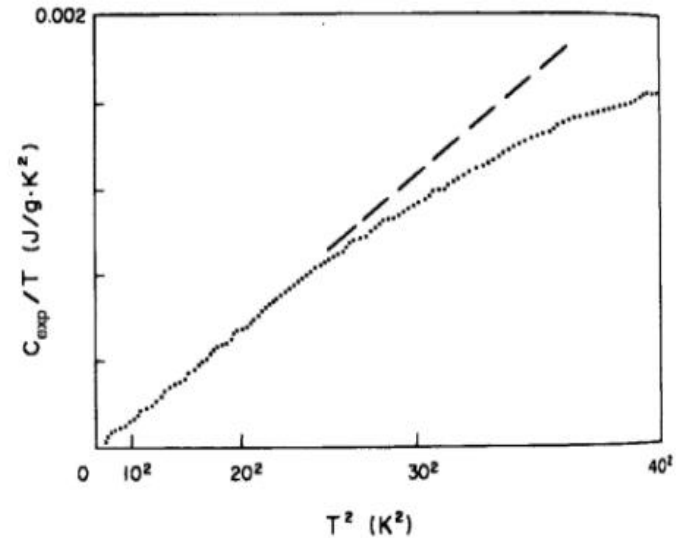


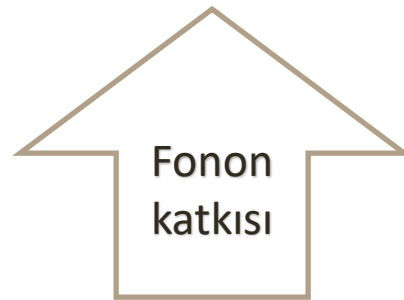
Figure 4.1 Plot of C_{exp}/T versus T^2 for $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ showing how the deviation from linearity begins far below the transition temperature $T_c = 90$ K (Zhaojia *et al.*, 1987).

(Şekil 4.1 - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ için C_{exp} / T 'nin T^2 'ye karşı çizimi,
doğrusallıktan sapmanın $T_c = 90$ K geçiş sıcaklığının çok altında
nasıl başladığını gösterir)

(Şekil 4.1 - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ için C_{exp} / T 'nin T^2 'ye karşı çizimi,
doğrusallıktan sapmanın $T_c = 90$ K geçiş sıcaklığının çok altında
nasıl başladığını gösterir)

Şekil 4.2'deki normalize edilmiş özgül ısı grafikleri, çeşitli metaller için düşük sıcaklıklarda öz ısıya elektron ve foton katkılarını karşılaştırır.

$$C_n = aT^{-2} + \gamma T + AT^3. \quad (4.1)$$



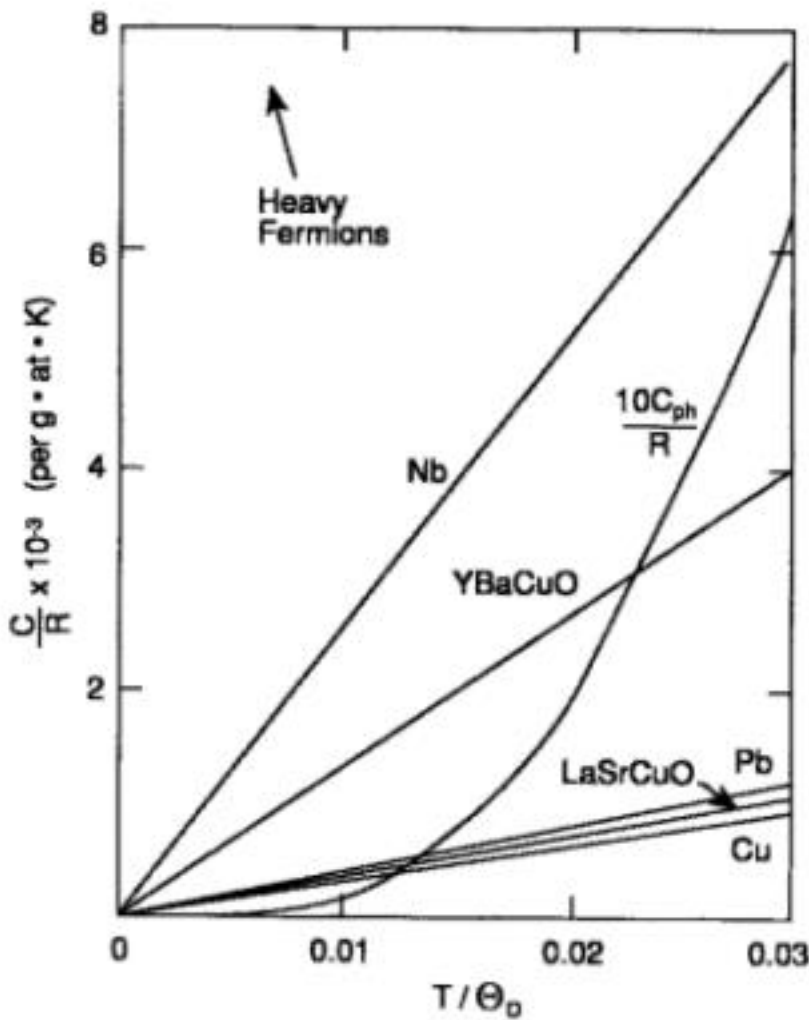


Figure 4.2 Comparison of the electronic specific heat $C_e = \gamma T$ of several conductors and superconductors at low temperature. The low-temperature Debye approximation $C_{ph} \approx AT^3$, multiplied by 10, is shown for comparison. The specific heats are normalized relative to the gas constant R and are expressed in terms of gram atoms. The heavy fermions are off scale on the upper left.

(Şekil 4.2- Düşük sıcaklıkta birçok iletken ve süperiletkenin elektron özgül ısısı $C_e = \gamma T$ 'nin karşılaştırılması. Karşılaştırma için düşük sıcaklıkta Debye yaklaşımı $C_{ph} \approx AT^3$, 10 ile çarpılır. Özısılar gaz sabiti R 'ye göre normalize edilir ve gram atomları olarak ifade edilir. Ağır fermiyonlar sol üstte ölçeksizdir.)

Debye yaklaşımında gram atom başına özgül ısıya fonon katkısı;

$$\begin{aligned} C_{\text{ph}} &= AT^3 = \left(\frac{12\pi^4}{5} \right) R \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \\ &= 234R \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3, \end{aligned} \quad (4.3)$$

burada $R = k_B N_A$ gaz sabiti ve T_F Fermi sıcaklığıdır.

$T = T_c$ 'deki öz ısıya göre (4.2) ve (4.3) eşitlikleri;

$$\frac{C_{\text{ph}}}{C_e} = \frac{AT_c^2}{\beta\gamma} \quad (4.4)$$

$$= \left(\frac{47.5}{\beta} \cdot \frac{T_F}{\Theta_D^3} \right) T_c^2, \quad (4.5)$$

burada iletim elektronlarının sayısının bileşik içindeki atom sayısına oranı olan faktör β , her iki özgül ısı aynı birimlerde olduğunda, β 1'e eşit olarak ayarlanır. Fermi ve Debye sıcaklıklarının tipik değerleri sırasıyla 10^5 K ve 350 K'dır.

Çoğu düşük sıcaklık süperiletkenleri için geçiş sıcaklığı T_c , θ_D 'nin altındadır. Bununla birlikte, yüksek sıcaklıklı süper iletkenler için durum böyle değildir. Ölçülen γ ve A değerlerini kullanarak önceki çalışmalarda $AT_c^2 \gg \gamma$;



Verilen oksit süperiletkenleri için titreşim terimi, Şekil 4.1 ve 4.3 'de çizilen verilerine uygun olarak T_c 'de baskındır.

Tablo 4.1 çeşitli elementler ve bir dizi bakır oksit süperiletken için $(C_s - C_n) / T_c$ ve $(C_s - C_n) / \gamma T_c$ oranlarıyla birlikte T_c , θ_D ve γ deney değerlerini listeler. Elementlerin bazıları 1.43 BCS değerine yakındır, ancak büyük elektron-fonon eşlenme(bağlantı) sabitleri λ olan Pb ve Nb için daha yüksektir. YBaCuO için birkaç deneysel sonuç tabloda gösterildiği gibi 1.43'e yakındır.

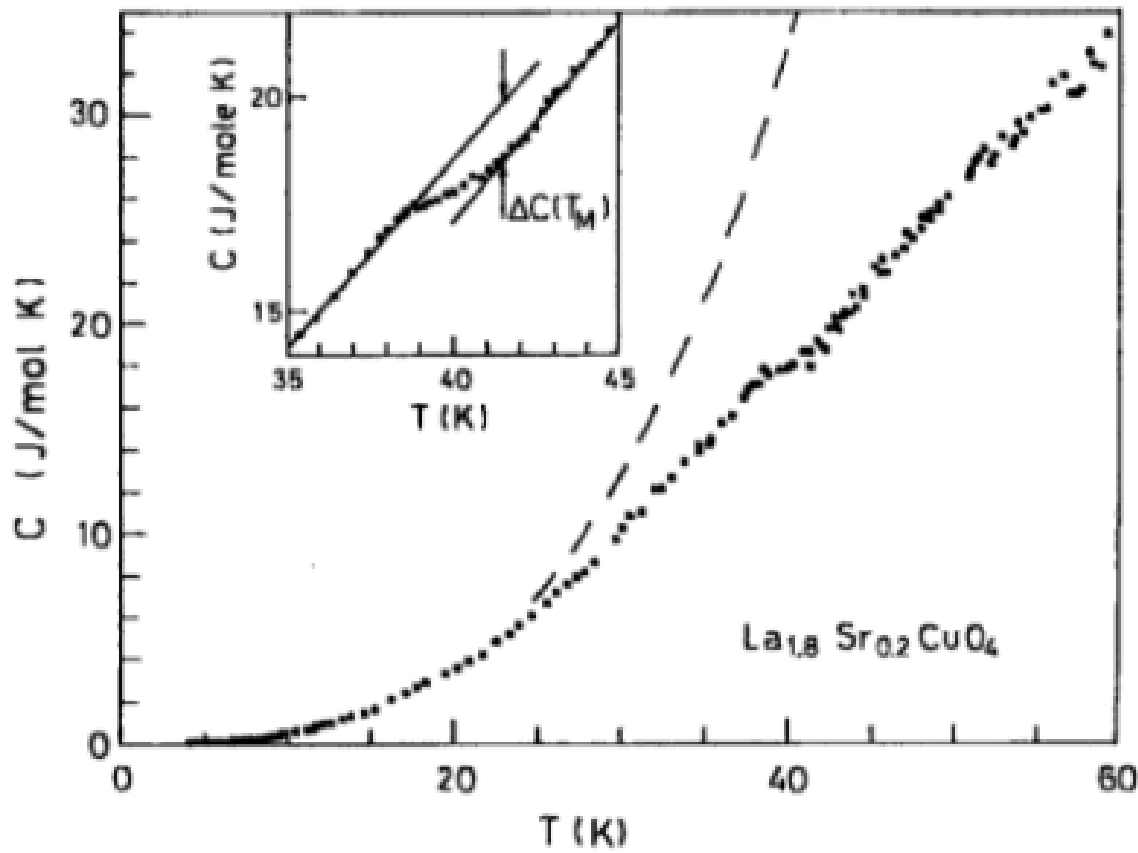
Table 4.1 Debye temperature Θ_D , Density of States $D(E_F)$, and Specific Heat Data^a

Material	T_c (K)	Θ_D (K)	$\left(\frac{\gamma_n}{\text{mJ}}\right)$ (mole K ²)	$(C_e - C_n)/\gamma T_c$	A (mJ/mole K ⁴)	$D(E_F)$ (states/eV)	Reference
Cd	0.55	252	0.67	1.36			
Al	1.2	423	1.36	1.45			
Sn, white	3.72	196	1.78	1.60			
Pb	7.19	102	3.14	2.71		1.55	
Nb	9.26	277	7.66	1.93		2.0	
Zr _{0.3} Ni _{0.3}	2.3	203	4.04	≈ 1.65	0.23		Sürgers <i>et al.</i> (1989)
V ₃ Ge(A15)	11.2		7				Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, pp. 269ff.)
V ₃ Si(A15)	17.1		17				Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, pp. 269ff.)
Nb ₃ Sn(A15)	18.0		13				Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, pp. 269ff.)
HfV ₂ (laves)	9.2	187	21.7			2.30	Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, p. 379)
(Hf _{0.5} Zr _{0.5})V ₂ (laves)	10.1	197	28.3			2.97	Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, p. 379)
ZrV ₂ (laves)	8.5	219	16.5			1.86	Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, p. 379)
PbMo ₆ S ₈ (chevrel)	12.6		79				Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, p. 420)
PbMo ₆ Se ₈ (chevrel)	3.8		28				Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, p. 420)
SnMo ₆ S ₈ (chevrel)	11.8		105				Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, p. 420)
YMo ₆ S ₇ (chevrel)	6.3		34				Vonsovsky <i>et al.</i> (1982, p. 420)
UPt ₃ (heavy fermion)	0.46		460	≈ 0.9	1525		Ellman <i>et al.</i> (1990); Fisher <i>et al.</i> (1989); Schuberth <i>et al.</i> (1992)
UCd ₁₁ (heavy fermion)	5	200	290		115		deAndrade <i>et al.</i> (1991)
URu ₂ Si ₂ (heavy fermion)	1.1		31	0.42			Ramirez <i>et al.</i> (1991)
CeRu ₂ Si ₂ (heavy fermion)	≈ 0.8		340	3.5			van de Meulen <i>et al.</i> (1991)
(TMTSF) ₂ ClO ₄ (organic)	1.2	213	10.5	1.67	11.4		Garofce <i>et al.</i> (1982)
K-(ET) ₂ Cu(NCS) ₂ (organic)	9.3		34				Graebner <i>et al.</i> (1990)

Table 4.1: Debye temperature Θ_D , Density of States $D(E_F)$, and Specific Heat Data

Material	T_c (K)	Θ_D (K)	γ_n $\left(\frac{\text{mJ}}{\text{mole K}^2}\right)$	$(C_s - C_n)/\gamma T_c$	A (mJ/mole K ²)	$D(E_F)$ (states/eV)	Reference
K_3C_{60} (buckyball)	19	70				9.3	Ramir <i>et al.</i> (1992b); Novikov <i>et al.</i> (1992)
Rb_3C_{60} (buckyball)	30.5					10.9	Novikov <i>et al.</i> (1992)
Cs_3C_{60} (buckyball)	47.4					12.7	Novikov <i>et al.</i> (1992)
$BaPb_{1-x}Bi_xO_3$ (perovskite)	10		0.6	8		0.24	Junod (1990)
$(La_{0.925}Sr_{0.075})_2CuO_4$	37	360	4.5	2.0		1.9	Junod (1990); Sun <i>et al.</i> (1991)
$(La_{0.925}Ba_{0.075})_2CuO_4$	27	370		1.1			Junod (1990)
$YBa_2Cu_3O_7$ (orthorhombic)	92	410	4–10	3.6	0.035	2.0	Collocott <i>et al.</i> (1990a); Junod (1990); Stupp <i>et al.</i> (1991)
$YBa_2Cu_4O_{8.5}$	80	350	4.9		2.1	2.1	Junod (1990); Junod <i>et al.</i> (1991)
$Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$	95	250	≈ 8				Junod (1990); Fisher and Huse (1988); Urbach <i>et al.</i> (1989)
$Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$	110	260					Junod (1990)
$Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$	110	260		> 2.8			Junod (1990)
$Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$	125	280			2.0		Junod (1990); Urbach <i>et al.</i> (1989)
$HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$	133						Schilling <i>et al.</i> (1994a, b)

^a Yüksek sıcaklık süperiletken değerlerinden bazıları, çoğu durumda geniş bir veri dağılımına sahip olan Junod'un (1990) ortalamalarıdır. Hal yoğunluğu, elementler için atom başına ve yüksek sıcaklık süper iletkenleri için bakır atomu başına ifade edilir. Sonuncusu için γ_n normal durum ölçümlerinden belirlenen elektronik özgül ısı faktörüdür ve γ_n^* Junod tarafından açıklandığı gibi $T \rightarrow 0$ limitinden elde edilen değerdir. BCS teorisi $(C_s - C_n) / \gamma_n T_c = 1.43$ 'ü öngörür.



(Şekil 4.3- 40 K civarındaki $(\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1})_2\text{CuO}_4$ 'ün özgül ısısında süreksizlik, iç kısım şıçrama büyüklüğünü gösterir. Kesikli eğri ile gösterilen AT^3 davranışı, geçişin T^3 yaklaşımının geçerli olduğu bölgenin ötesinde gerçekleştiğini gösterir .)

İletim elektronlarının serbest elektron kütlesi m den farklı etkin kütleleri m^* varsa, iletken elektrona özgül ısı katsayısı γ ile verilir.

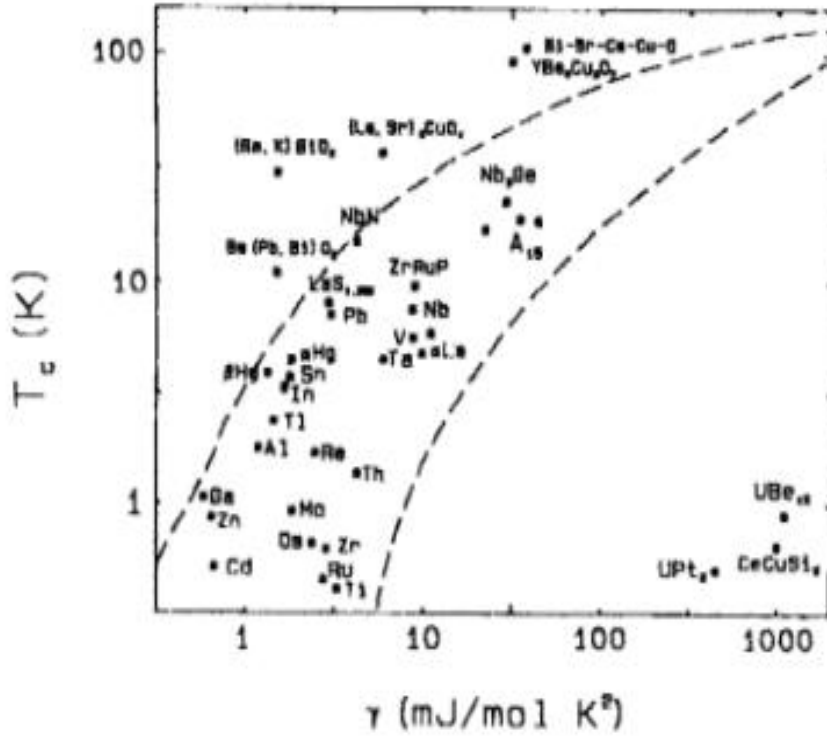
$$\gamma = \left(\frac{m^*}{m} \right) \gamma_0, \quad (4.6)$$

burada γ_0 ,

$$\gamma_0 = \frac{\frac{1}{2} \pi^2 R}{T_F}, \quad (4.7)$$

etkin kütle oranını veren;

$$\frac{m^*}{m} = \frac{\gamma T_F}{\frac{1}{2} \pi^2 R}. \quad (4.8)$$



Şekil 4.4'teki T_c 'nin γ 'ye ait grafiği, BCS fonon aracılı süperiletkenlerin noktalarının kesik çizgilerle sınırlandırılmış bir bölgede kümелendiğini göstermektedir.

Ağır fermiyonlar beklendiği gibi sağda uzanırken, oksit ve cuprate bileşikleri ana gruptakilerin biraz üstünde bulunur.

(Şekil 4.4 Geniş bir T_c değeri aralığında süperiletken ve süperiletken tip seçimi için elektronik özgül ısı faktörünün γ karşılaştırılması. Kesik çizgiler fonon aracılı süperiletkenlik bölgesini sınırlar.)

T_c 'DE SÜREKSİZLİK

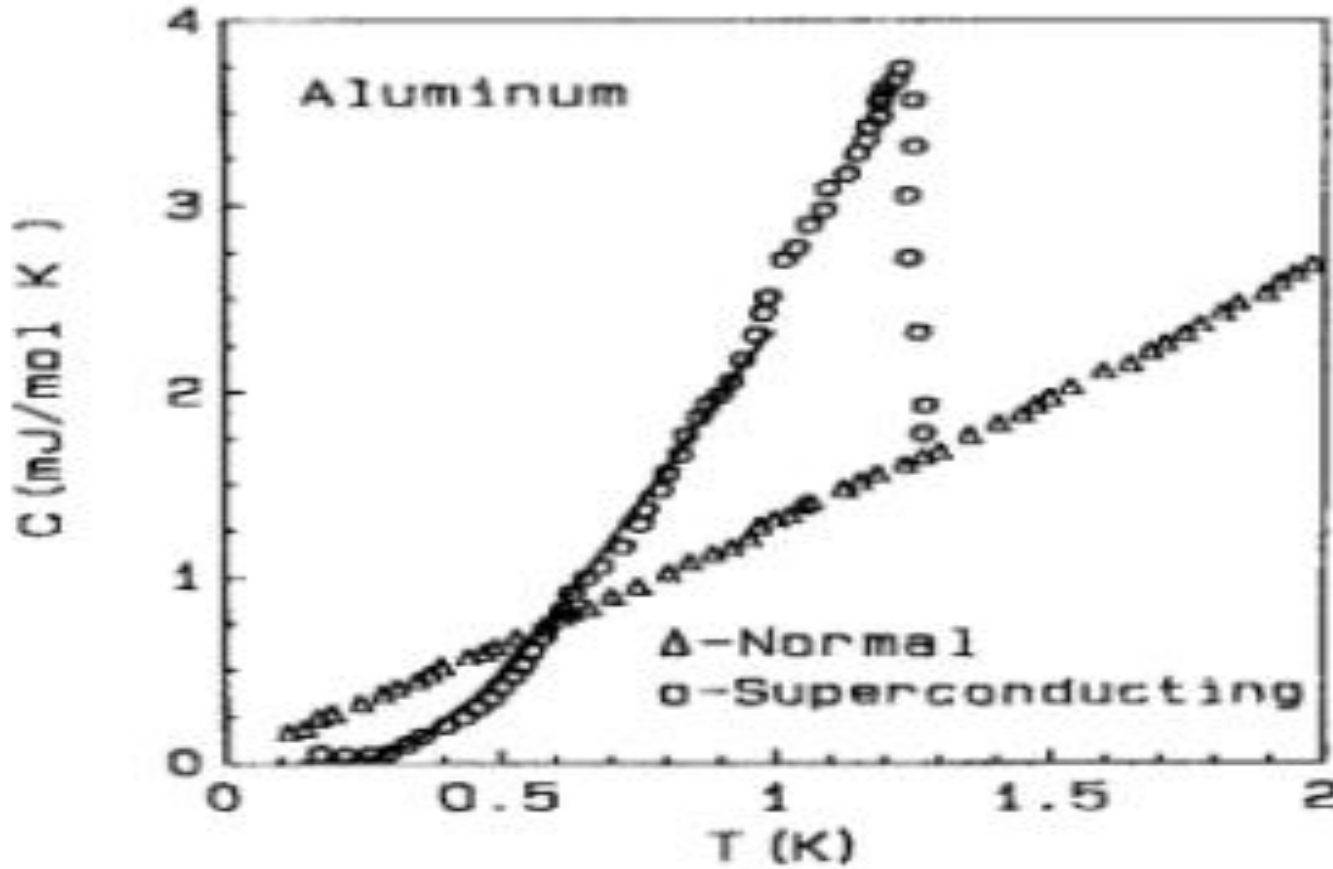
Bölüm 7'de açıklanacak olan BCS teorisi, elektronik özgül ısının T_c 'de normal durum değerinden γT_c 'den süperiletken durum değerine C_s oranıyla aniden sıçradığını öngörmektedir.

Şekil 4.5 yüksek sıcaklıklı süperiletken için sıçrama gösterilmektedir.

$$\frac{C_s - \gamma T_c}{\gamma T_c} = 1.43. \quad (4.9)$$

İkinci durumda, toplam özgül ısının büyüklüğü, sıçramanın büyüklüğünden küçüktür. Bu (4.5) eşitliği biçiminde ifade etmek için Eşitlik (4.9) kullanılması durumunda görülür .

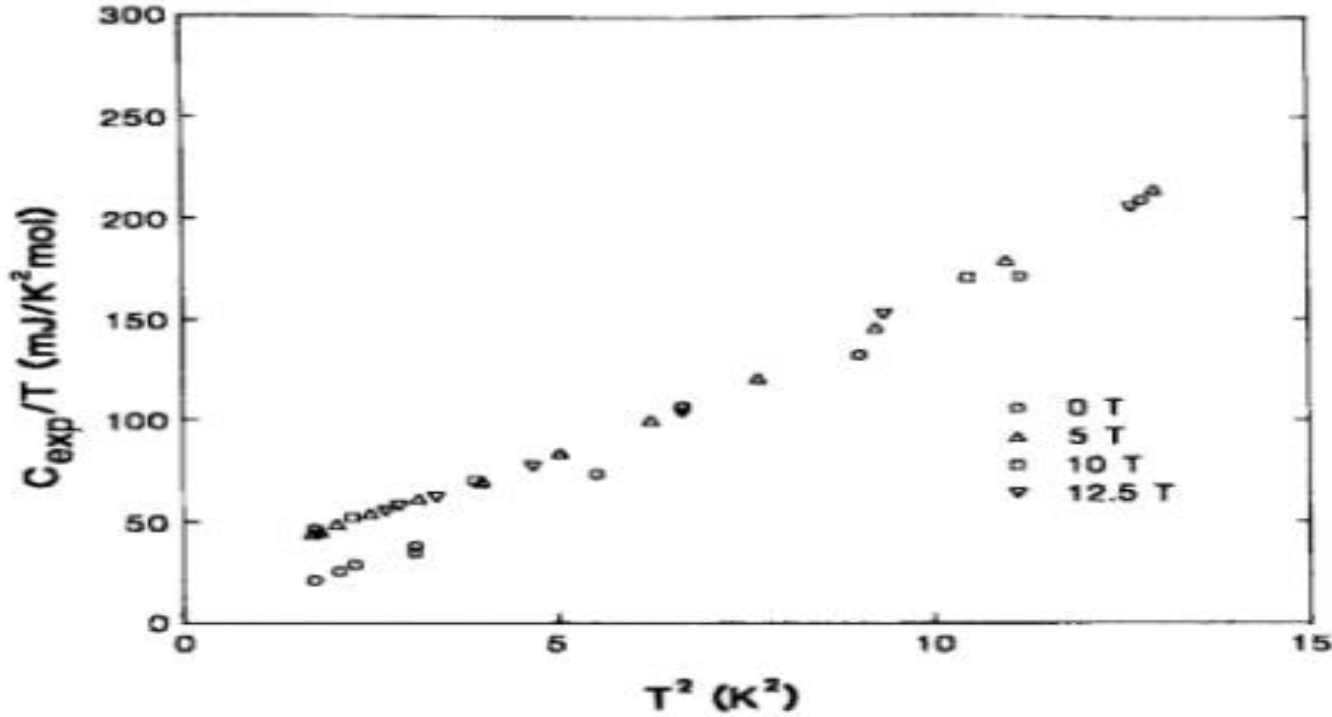
$$\frac{AT_c^3}{C_e - \gamma T_c} = \left(\frac{67.9}{\beta} \cdot \frac{T_F}{\Theta_D^3} \right) T_c^2. \quad (4.10)$$



(Şekil 4.5 Süperiletken Al 'da özgül ısı sıçraması ve normal durum özgül ısı karşılaştırılması)

Şekil 4.6, T_c 'deki küçük değişikliğin, sıfır alanda ve süper iletkenliği yok etmek için yeterince büyük bir manyetik alanda ($B_{app} > B_{c2}$) elde edilen C / T 'ye karşı T^2 eğrilerinin üst üste bindirilmesiyle nasıl çözüldüğünü gösterir.

Şekilde, süperiletken durumdaki verilerin sıfıra geldiği ve normal durum verilerinin 0 K'da γ 'ye geldiği görülmektedir.



(Şekil 4.6 - Organik süperiletken $K-(ET)_2Cu(NCS)_2$ 'nin monokristalleri için uygulanmış manyetik alan olmadan ve ayrıca süperiletkenliği yok eden uygulamalı alanların varlığında C_{exp} / T 'ye karşı T^2 'ye karşı grafik. Süperiletken durum verileri $\gamma = 0$ değerine tahminen ulaşırken, normal durum ekstrapolasyonu $\gamma \approx 25 \text{ mJ / mol K}^2$ gösterir.)

T_c ALTINDA ÖZİSİ

$T \ll T_c$ BCS teorisi, özgül ısı C_e 'ye elektronik katkının üssel olarak sıcaklığa bağlı olacağını tahmin eder,

$$C_s \approx a \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right), \quad (4.11)$$

burada Δ , durumların süperiletken yoğunluğundaki enerji aralığıdır. Şekil 4.5'den, bu denklemin alüminyum verilerine uyumunun iyi olduğu ve özısının tahmin edildiği gibi T_c 'nin hemen altına sıfıra düştüğünü görüyoruz. AT^3 titreşim terimi de 0 K'ye yaklaştıkça ihmal edilebilir hale gelir.

HALLERİN YOĞUNLUĞU VE DEBYE SICAKLIĞI

Fermi $D(E_F)$ düzeyindeki hallerin yoğunluğu $\gamma = \left(\frac{\pi^2}{3}\right) D(E_F) k_B^2$. (1.52)

Olmak üzere aşağıdaki (4.12) gibi ifade edilir;

$$D(E_F) = \frac{3}{\pi^2} \cdot \frac{\gamma}{R} \cdot \frac{1}{k_B}. \quad (4.12)$$

$\gamma \approx 0.01 \text{ J / mol Cu K}$ ile tipik bir yüksek sıcaklıklı süperiletken için;

$$D(E_F) \approx \frac{4.5 \text{ states}}{\text{eV Cu atom}}. \quad (4.13)$$

Debye sıcaklığı, Denklem yardımıyla, normal durum C_n / T -karşı T^2 eğrisinin eğiminden tahmin edilebilir.

$$\Theta_D^3 = \frac{12\pi^4 R}{\{5[\text{slope}]\}}. \quad (4.14)$$

Θ_D için tipik değerler 200 ile 350 K arasındadır.

TERMODİNAMİK DEĞİŞKENLER

Dış bir manyetik alan B_{app} uygulanırsa, bu eksen boyunca yönlendirilecektir. Bu, uygulanan B alanının ifade yoluyla iç H alanı ile ilişkili olduğu anlamına gelir.

$$\mathbf{B}_{app} = \mu_0 \mathbf{H}_{in}. \quad (4.16)$$

Bu ifade bir manyetik alanın varlığında bir süperiletkenin serbest enerjisi, entalpisi ve diğer özellikleri için matematiksel ifadeleri basitleştirir. Uygulanan manyetik alan için B_{app} yerine B sembolünü kullanarak gösterimi basitleştireceğiz.

Süperiletken durum işleminde, serbest enerjiden faydalanmak uygundur (1) süperiletkenlik durumu her zaman belirli bir sıcaklıktaki en düşük serbest enerjinin durumudur ve (2) geçiş sıcaklığında normal ve süperiletken durumların serbest enerjileri eşittir. Helmholtz serbest enerjisinden ziyade Gibbs serbest enerjisini kullanacağız.

$$G(T, P, B) = G(T, B)$$

$$F(T, V, M) = F(T, M)$$

burada basınç-hacim etkileri süperiletkenlerde önemsiz olduğu için P ve V değişkenleri atlanmıştır.

Gibbs serbest enerjisi $G(T, B)$ seçilir, çünkü uygulanan manyetik alan B üzerinde kontrol sahibi olurken, $M(T, B)$ mıknatıslanması alanın varlığı ile oluşur. Kalan termodinamik fonksiyonlar iki bağımsız değişken T ve B cinsinden ifade edilecektir.

G Gibbs serbest enerji yoğunluğunu ve S entropi yoğunluğunu gösterecektir.

Tersinir bir süreç için termodinamiğin birinci yasası enerjinin korunmasını ifade eder. Manyetik bir malzeme için iç enerji dU 'nun diferansiyeli T sıcaklığı, entropi S , uygulanan manyetik alan B ve malzemenin mıknatıslanması M cinsinden yazılabilir.

$$dU = TdS + \mathbf{B} \cdot d\mathbf{M}, \quad (4.17)$$

–PdV terimi ihmal edilmiştir. Manyetik çalışma için + $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{M}$ terimi dahil edilmiştir. (Uygulanan P basıncı bir numunenin hacmini azalttığında veya uygulanan manyetik alan B mıknatıslanmasını arttırdığında çalışma yapılır.) Sabit bir mıknatıslanma yerine sabit bir alan uygulayacağız, bu nedenle iç enerji U yerine entalpi H' ile çalışmak uygundur,

$$H' = U - \mathbf{B} \cdot \mathbf{M}, \quad (4.18)$$

diferansiyel formu

$$dH' = TdS - \mathbf{M} \cdot d\mathbf{B}. \quad (4.19)$$

Termodinamiğin ikinci yasası, C'nin özgül ısı olduğu tersinir bir işlem için TdS'yi CdT ile değiştirmemize izin verir,

$$CdT = TdS, \quad (4.20)$$

diferansiyel entalpiyi veren

$$dH' = CdT - \mathbf{M} \cdot d\mathbf{B}. \quad (4.21)$$

Sonunda Gibbs serbest enerjisini kullanacağız

$$G = H' - TS, \quad (4.22)$$

ve diferansiyel şekli

$$dG = -SdT - \mathbf{M} \cdot d\mathbf{B}. \quad (4.23)$$

Manyetik alan için H sembolünden ayırt etmek üzere entalpi için H' sembolünü düşünelim. Bölümün dengesi için, B , H ve M vektörlerinin paralel olduğunu ve örneğin $M \cdot dB$ yerine MdB yazdığını varsayacağız.

Temel termodinamik ifadeler (4.17) - (4.23), süperiletken durumun termodinamiğini tartışmak için bir başlangıç noktası sağlar. Bu ifadelerin süperiletkenlere uygulanmasında iki prosedür izlenecektir. Normal durum için bilinen bir özgül ısıyı varsayacağız ve sonra Denk. (4.21) 'de, Eşitliği entegre ederek (4.20) ve son olarak Denk. (4.22) ile entropiyi belirleyip süperiletken durumda, bilinen bir mıknatıslanma ve kritik alan oluşturacağız ve eşitliği entegre ederek Gibbs serbest enerjisini belirleyeceğiz.

(4.23), Denk. (4.22) ve son olarak Denk. (4.21). Özgöl ısıdan serbest enerjiye adlandırılan ilk prosedür, $C \rightarrow H' \rightarrow S \rightarrow G$ yönünde, ikincisi ise serbest enerjiden özgöl ısı prosedürü olarak adlandırılan yönün tersine $G \rightarrow S \rightarrow H' \rightarrow C$.

Fark termodinamik değişkenlerin sıcaklık bağımlılıkları için kapalı formlu ifadeler elde etmek üzere sırasıyla C ve M için spesifik ifadeler alacağız. Bu varsayımlar aynı zamanda birçok gerçek süperiletkenin davranışına yaklaşmaktadır.

NORMAL İLETKENİN TERMODİNAMİĞİ

Normal bir iletkenin entalpi, entropi ve Gibbs serbest enerjisini düşük sıcaklığa özgül ısı C_n 'sinin (4.1) Denklem tarafından verildiğini varsayarak ardarda çıkarırız. Schottky terimi atlandığında:

$$C_n = \gamma T + AT^3. \quad (4.24)$$

Sıfır manyetik alandaki entalpi $MdB = 0$,

$$MdB = \mu_0^{-1} \chi_n B dB \approx 0, \quad (4.25)$$

burada $\chi_n = \mu_0 M/B$. Eşitliği (4.21) entegre ederek

$$\int dH'_n = \int_0^T [\gamma T + AT^3] dT, \quad (4.26)$$

$$H'_n(T) = \frac{1}{2} \gamma T^2 + \frac{1}{4} AT^4, \quad (4.27)$$

burada γ ve A 'nın sıcaklıktan bağımsız olduğu ve $H'_n(0) = 0$ olduğu varsayılır.

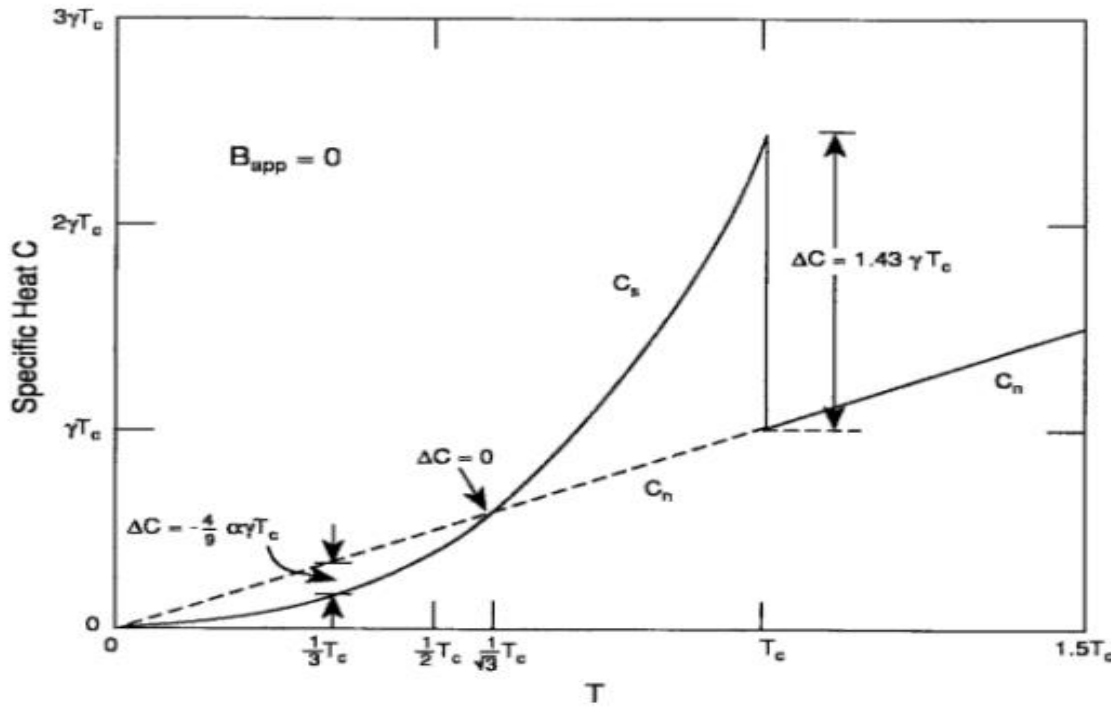


Figure 4.7 Temperature dependence of the normal-state C_n (---) and superconducting-state C_s (—) specific heats. The figure shows the specific heat jump $1.43\gamma T_c$ of Eq. (4.9) that is predicted by the BCS theory, the crossover point at $T = T_c/\sqrt{3}$, and the maximum negative jump $0.44\alpha\gamma T_c$ at $T = T_c/3$. In this and the following 12 figures it is assumed that only the linear electronic term γT exists in the normal state (i.e., $AT^3 = 0$).

(Şekil 4.7 Normal durum C_n (---) ve süperiletken durum C_s (—) özgül ısıların sıcaklığa bağlılığı. Şekilde, Eşitliğinin özgül ısı atlaması $1.43 \gamma T_c$ gösterilmektedir. (4.9) BCS teorisi tarafından tahmin edilen $T = T_c / \sqrt{3}$ 'teki geçiş noktası ve $T = T_c / 3$ 'teki maksimum negatif atlama $0.44 \alpha \gamma T_c$ 'dir. Bu normal durumda sadece doğrusal elektronik γT terimi olduğu varsayılmaktadır (yani, $AT^3 = 0$).)

Entropi için benzer bir hesaplama, eşitlik (4.20),

$$\int dS_n = \int_0^T [\gamma T + AT^3] \frac{dT}{T}, \quad (4.28)$$

$$S_n(T) = \gamma T + \frac{1}{3}AT^3, \quad (4.29)$$

burada $S_n(0) = 0$ Sıfır alanındaki normal durumlu Gibbs serbest enerjisi Denk. (4.22) veya denk. (4.23) ile MdB sıfıra ayarlanmıştır. Aşağıdaki sıcaklık bağımlılığına sahiptir:

$$G_n(T) = -\frac{1}{2}\gamma T^2 - \frac{1}{12}AT^4. \quad (4.30)$$

(4.24), (4.29), (4.27) ve (4.30) Denklerden normal durumda özgül ısı, entropi, entalpi ve Gibbs serbest enerjisi. 4.7, 4.8, 4.9 ve 4.10 şekillerinde sırasıyla çok düşük sıcaklık bölgesi için gösterilmiştir.

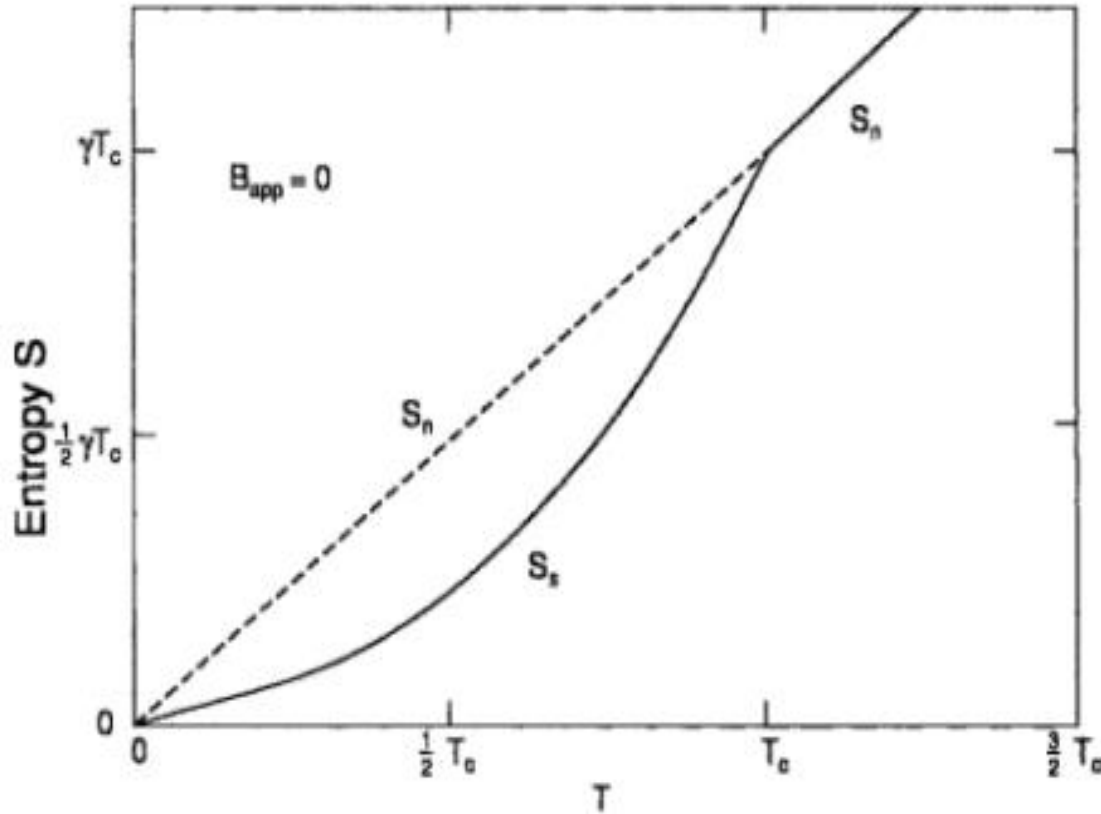


Figure 4.8 Temperature dependence of the normal-state S_n (---) and superconducting-state S_s (—) entropies. The transition is second order so there is no discontinuity in entropy at T_c .

(Şekil 4.8 Normal durum S_n (---) ve süperiletken durum S_s (—) entropilerinin sıcaklığa bağımlılığı. Geçiş ikinci derecedir, bu nedenle T_c 'de entropide süreksizlik yoktur.)

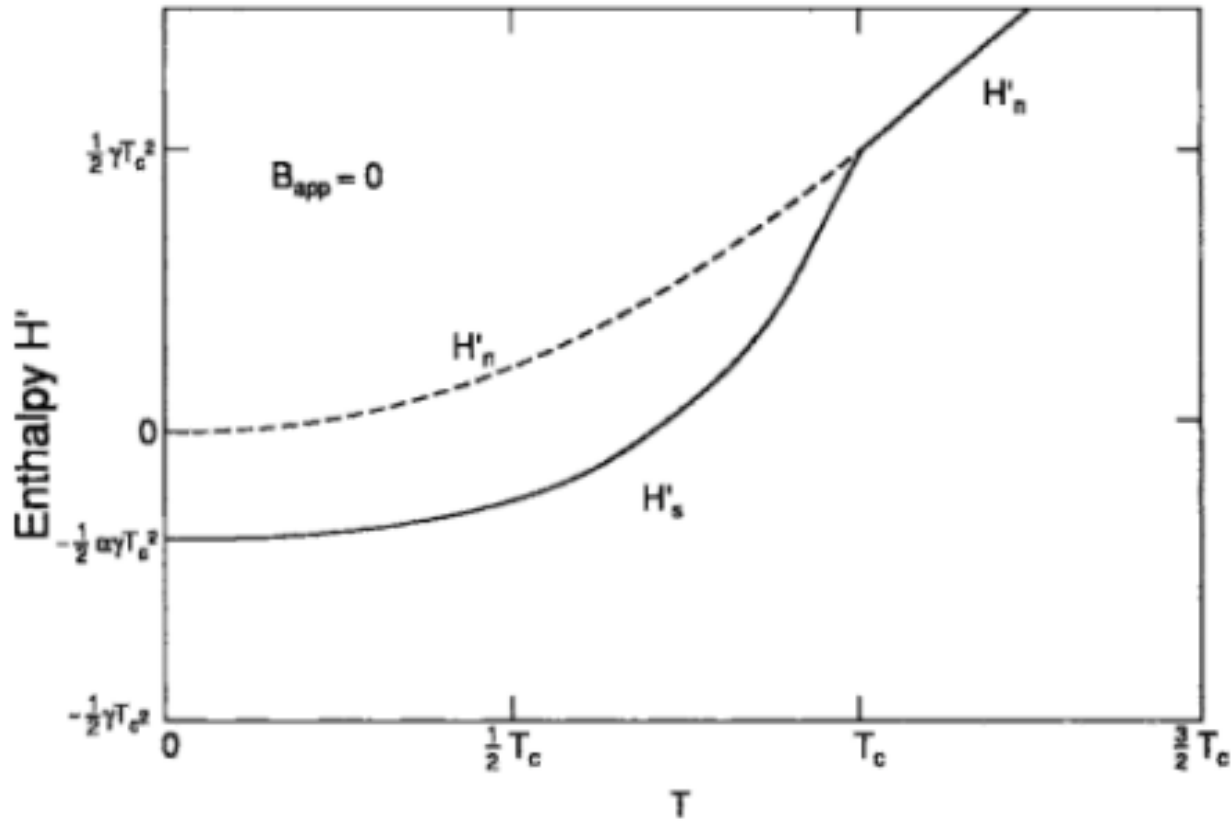


Figure 4.9 Temperature dependence of the normal state H_n (---) and superconducting state H_s (—) enthalpies. The transition is second order so there is no discontinuity in enthalpy, and hence no latent heat at T_c .

(Şekil 4.9 Normal durum H_n (---) ve süper iletken durum H_s (—) entalpilerinin sıcaklığa bağlılığı. Geçiş ikinci derecedir, bu nedenle entalpide süreksizlik yoktur ve dolayısıyla T_c 'de hal değişim ısısı yoktur.)

Burada AT^3 terimi ihmal edilebilir ve sadece γT terimi büyüklük olarak kabul edilebilir.

Bu bölümde, bir manyetik alan olmadığında normal bir iletken için birkaç termodinamik ifade türetilmiştir. Böyle bir iletkenin geçirgenliği μ , boş alanın μ_0 'a yakındır, manyetik duyarlılık χ_n önemsiz derecede küçük ve $M \approx 0$ 'dır. Bu nedenle, termodinamik miktarlar (4.24), (4.27), (4.29) ve (4.30) manyetik alandan önemli ölçüde etkilenmez ve manyetik alan olsa bile denklemlerin geçerli olduklarını varsayılır. Örneğin;

$$G_n(T, B) \approx G_n(T, 0) \quad (4.31)$$

ve gösterimi yazarak basitleştirmek uygundur.

$$G_n(T, B) \approx G_n(T). \quad (4.32)$$

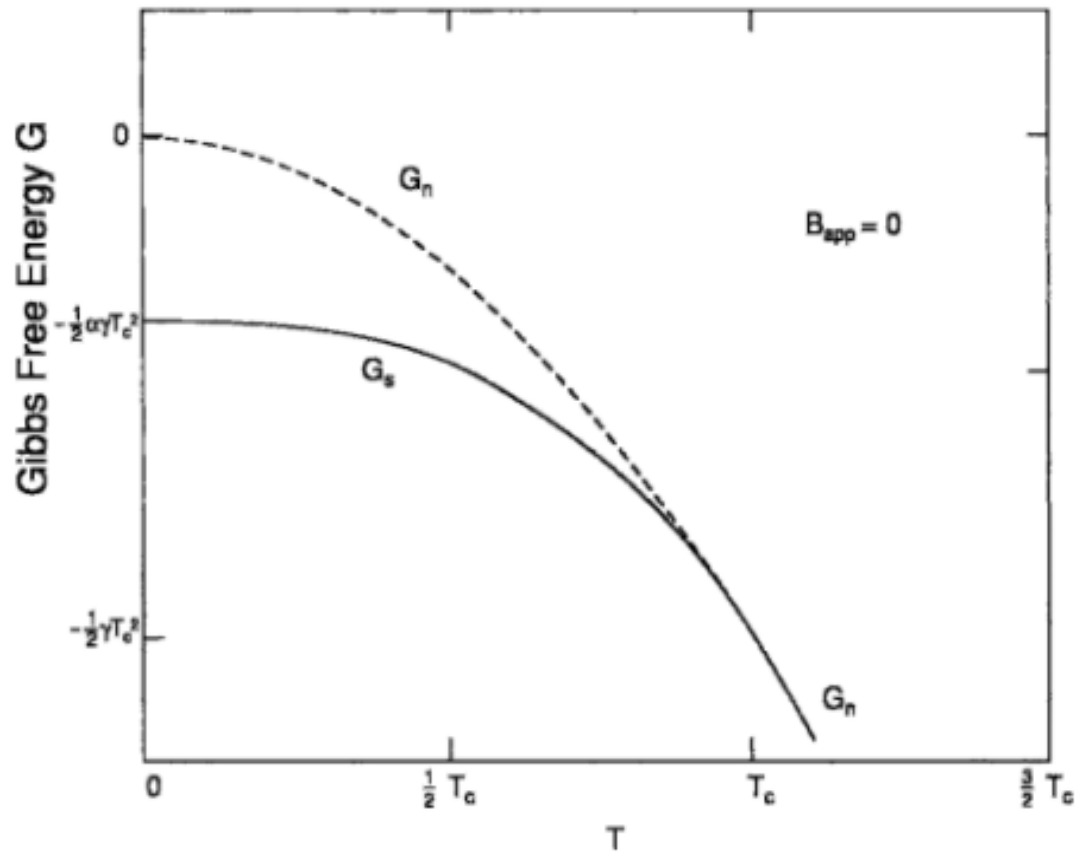


Figure 4.10 Temperature dependence of the normal-state G_n (---) and superconducting-state G_s (—) Gibbs free energies. Since the transition is second order, both G and its first derivative are continuous at T_c .

(Şekil 4.10 Normal durum G_n (---) ve süper iletken durum G_s (—) Gibbs serbest enerjilerinin sıcaklığa bağımlılığı. Geçiş ikinci dereceden olduğundan, hem G hem de birinci türevi T_c 'de süreklidir.)

Bu nedenle, bu bölümde elde edilen denklemlerin tümü, bir manyetik alan da mevcut olduğunda uygulanabilir.

SÜPERİLETKENİN TERMODİNAMİĞİ

Süperiletkenlik ve manyetizma arasındaki yakın ilişki nedeniyle, serbest enerjiye özgül ısı prosedürünü uygulayanacaktır. Süperiletkenin Gibbs serbest enerjisini, uygulanan bir manyetik alan B 'nin varlığında incelenecektir. Sıcaklık için herhangi bir modele başvurulmayacaktır. Özgül ısının veya kritik alanın sıcaklığına bağımlı olduğundan, elde edilecek sonuçlar genel olacaktır.

S_s ve H_s 'yi farklılaştırarak süperiletken ve normal durumlar arasındaki serbest enerji farkı $G_s(T, B) - G_n(T, B)$ için bir ifade aranır. Bunun için Gibbs serbest enerjisinin denk. (4.23) izotermal koşulların ($dT = 0$) olduğunu varsayarsak,

$$dG = -MdB, \quad (4.33)$$

süperiletken ve normal durumlardaki manyetik alan bağımlılığı incelenebilir. (2.22)Denklem tarafından verilen mıknatıslanma tip I süperiletkeni ele alıyoruz. $M = -H = -B / \mu_0$ olduğunu varsayalım. Mıknatıslanma giderme etkileri de Bölüm VI'da açıklandığı gibi önemsizdir,

$$dG_s = \mu_0^{-1} B dB. \quad (4.34)$$

Bu ifade $B = 0$ 'dan B alanına entegre edilirse,

$$G_s(T, B) = G_s(T, 0) + \frac{1}{2}\mu_0^{-1} B^2, \quad (4.35)$$

burada, manyetik enerji yoğunluğu $B^2 / 2\mu_0$ sıcaklıktan bağımsızdır. Uygulanan B alanı, belirli bir $T < T_c$ sıcaklığı için kritik $B_c(T)$ alanına eşit olduğunda, serbest enerji

$$G_s(T, B_c(T)) = G_s(T, 0) + \frac{1}{2}\mu_0^{-1} B_c(T)^2$$
$$T = T_c(B), \quad (4.36)$$

ve bunun $G_s = G_n$ olan bir faz geçişi olduğunu hatırlatarak,

$$G_n(T) = G_s(T, 0) + \frac{1}{2}\mu_0^{-1}B_c(T)^2$$
$$T = T_c(B), \quad (4.37)$$

burada $\frac{1}{2}\mu_0^{-1}B_c(T)^2$ kritik alanla ilişkili manyetik enerji yoğunluğudur ve Denklem (4.32) 'den $G_n(T)$ alana bağlı değildir. Denklemden (4.35) Denk. (4.37) verir.

$$G_s(T, B) = G_n(T) - \frac{1}{2}\mu_0^{-1}(B_c(T)^2 - B^2),$$
$$(4.38)$$

burada, tabii ki, $B < B_c(T)$ uygulanan bir alanın yokluğunda Denk. (4.38) olur.

$$G_s(T, 0) = G_n(T) - \frac{1}{2}\mu_0^{-1}B_c(T)^2 \quad (B = 0),$$
$$(4.39)$$

bu yüzden süperiletken durumda Gibbs serbest enerjisi, o sıcaklıktaki kritik alanın değerine bağlıdır. Bu, süperiletkenlik ve manyetizma arasında gerçekten yakın bir ilişki olduğunu doğrular.

Entropi için Denklem (4.23) kullanarak,

$$S_s - S_n = -\frac{d}{dT}[G_s - G_n], \quad (4.40)$$

ve serbest enerji için, Denk. (4.38),

$$S_s(T) = S_n(T) + \frac{B_c(T)}{\mu_0} \frac{d}{dT} B_c(T). \quad (4.41)$$

Entropi $S_s(T, B)$, uygulanan alana açıkça bağlı değildir, bu nedenle $S_s(T)$ olarak belirtilir. Bu ifadeden, Denklemler (4.22) ve (4.39) ile birlikte, entalpiyi sabit alana yazabiliriz,

$$H'_s(T, B) = H'_n(T) - \frac{1}{2}\mu_0^{-1}[B_c(T)^2 - B^2] \\ + \frac{TB_c(T)}{\mu_n} \frac{d}{dT} B_c(T), \quad (4.42)$$

bu da entalpinin manyetik enerjiye $B^2/2\mu_0$ bağlı olduğunu gösterir. Denk. (4.21) entalpinin, sabit alanda özısı sağlamak için türevlenebileceği,

$$C_s(T) = C_n(T) + \mu_0^{-1} T B_c(T) \frac{d^2}{dT^2} B_c(T) + \frac{T}{\mu_0} \left| \frac{d}{dT} B_c(T) \right|^2. \quad (4.43)$$

Spesifik ısı açıkça uygulanan alana bağlı değildir, bu nedenle $C_s(T, B)$ yerine $C_s(T)$ yazarız. Aşağıda, bu ifadedeki $B_c(T)$ 'ye bağlı terimlerin en düşük sıcaklıklarda negatif hale geldiğini ve $C_s(T)$ 'yi $C_n(T)$ 'den daha düşük hale getirdiğini göreceğiz. ($B = 0$) sıfır alanında geçiş sıcaklığı T_c 'nin kendisidir. $B_c(T_c) = 0$ olduğu bilinmektedir, böylece bunun altında sadece sağdaki ikinci terim vardır

$$C_s(T) = C_n(T) + \frac{T}{\mu_0} \left| \frac{d}{dT} B_c(T) \right|^2_{T=T_c}. \quad (4.44)$$

Bu Rutgers'in formülü olarak bilinir. Şekiller 4.3, 4.6, 4.5'de gösterildiği gibi deneysel olarak gözlemlenen T_c 'deki özgül ısıdaki sıçramayı sağlar.

SIFIR ALANDA SÜPERİLETKEN

Serbest enerji-özl ısı prosedürü $G \rightarrow S \rightarrow H' \rightarrow C$ kullanarak manyetik alan yokluğunda Tip I süperiletkenin termodinamiğı açıklanacaktır. Genel ifadeyi (4.39), normal durumun serbest enerjisinin (4.30) Denklem tarafından verilen özel duruma uygularız ve kritik manyetik alan $B_C(T)$ 'nın sıcaklığa parabolik bağımlılığı vardır,

$$B_c(T) = B_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right],$$
$$G_s(T, 0) = -\frac{1}{2} \gamma T^2 - \frac{1}{12} A T^4 - \frac{1}{2} \mu_0^{-1} B_c(0)^2$$
$$\times \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^2, \quad (4.46)$$

bu, Şekil 4.10'da A sıfıra eşit bir şekilde çizilir. Normal ve süperiletken durumlardaki entropiler arasındaki fark, . (4.29) ve (4.45) Denklemlerden ifadelerin yerine koyulmasıyla elde edilir.

$$S_s(T) = \gamma T + \frac{1}{3}AT^3 - 2\mu_0^{-1}B_c(0)^2 \times \left(\frac{T}{T_c^2}\right) \left[1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right]. \quad (4.47)$$

Sağdaki son terim hem $T = 0$ hem de $T = T_c$ için sıfırdır, bu nedenle her iki sınır için $S_S = S_n$. İlk sonuç, termodinamiğin üçüncü yasasından bekleniyor. Sağdaki son terimin $T = T_c/\sqrt{3}$ olduğunda maksimum olduğunu gösterir, böylece $S_S - S_n$ farkı bu sıcaklık için maksimumdur. $A = 0$ olan entropi S_S , şekil 4.8'de gösterilmiştir.

Süperiletken durumun sıfır alanındaki $H'_S(T,0)$ entalpi (4.22) denklemden elde edilir.

$$H'_s(T, 0) = \frac{1}{2}\gamma T^2 + \frac{1}{4}AT^4 - \frac{1}{2}\mu_0^{-1}B_c(0)^2 \times \left[1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right] \left[1 + 3\frac{T^2}{T_c^2}\right], \quad (4.48)$$

(4.20) denklemden süperiletken durumun özgül ısısı

$$C_s = T \left(\frac{dS_s}{dT} \right)_H, \quad (4.49)$$

$$C_s(T) = \gamma T + AT^3 + 2\mu_0^{-1} B_c(0)^2 \times \left(\frac{T}{T_c} \right) \left[3 \frac{T^2}{T_c^2} - 1 \right]. \quad (4.50)$$

İfadeler (4.48) ve (4.50), Şekil 4.9 ve 4.7 AT^3 terimi sıfıra eşit olacak şekilde sağdaki son terim $T = T_c/\sqrt{3}$ 'teki işareti değiştirir. Bu bölümde verilen sonuçlar, (4.24) ve (4.45) denklem tarafından verilen elektronik özgül ısıya sahip sıfır alanda Tip I süperiletken içindir. Şekil 4.7, 4.8, 4.9 ve 4.10, $A = 0$ varsayımı altında C_s , S_s , H'_s ve G_s termodinamik fonksiyonlarının sıcaklığa bağlılığının grafiklerini göstermektedir.

MANYETİK ALANDA SÜPERİLETKEN

Önceki bölümde (4.38) denklem uygulanan manyetik alan B'nin yokluğunda eşitlikler yardımıyla (4.30), (4.38) ve (4.45) süperiletken durumdaki Gibbs serbest enerjisi $G_s(T, B)$ için aşağıdaki biçimde yazılabilir:

$$G_s(T, B) = -\frac{1}{2}\gamma T^2 - \frac{1}{12}AT^4 - \frac{1}{2}\mu_0^{-1} \times \left[B_c(0)^2 \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2} \right)^2 - B^2 \right]. \quad (4.51)$$

Uygulanan B alanı sıcaklığa bağlı olmadığından (4.40) denklemden elde edilen entropi manyetik alanın olmadığı durumda olduğu varsayılarak, Gibbs serbest enerjisini (4.51)'in türevi alınır ,

$$S_s(T) = \gamma T + \frac{1}{3}AT^3 - 2\mu_0^{-1} B_c(0)^2 \times \frac{T}{T_c^2} \left[1 - \frac{T^2}{T_c^2} \right]. \quad (4.52)$$

Eşitlik 4.22' den elde edilen entalpi bu alana bağlıdır,

$$\begin{aligned} H'_g(T, B) = & \frac{1}{2}\gamma T^2 + \frac{1}{4}AT^4 \\ & - \frac{1}{2}\mu_0^{-1}B_c(0)^2 \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right) \\ & \times \left(1 + 4\frac{T^2}{T_c^2}\right) + \frac{1}{2}\mu_0^{-1}B^2, \end{aligned} \quad (4.53)$$

Özısı ;

$$\begin{aligned} C_g(T) = & \gamma T + AT^3 + 2\mu_0^{-1}B_c(0)^2 \\ & \times \frac{T}{T_c^2} \left(3\frac{T^2}{T_c^2} - 1\right), \end{aligned} \quad (4.54)$$

Şeklinde gösterilir.

Manyetik bir alanda numune sıfır alanına göre daha düşük bir sıcaklıkta normale döner. Bu manyetik alan geçiş sıcaklığını $T_c(B) = T'_c$ Burada, $T_c(0) = T_c$ ve $T'_c < T_c$ süperiletkenlikten normal duruma bu geçiş, bu sıcaklıkta uygulanan H alanı Denklem (4.45) tarafından verilen kritik alana $B_c(T)$ eşit olduğunda meydana gelir. Denklem (4.45) şeklinde yeniden yazılabilir

$$T'_c = T_c \left[1 - \frac{B}{B_c(0)} \right]^{1/2} \quad (4.55)$$

Problem 7'de aynı ifadenin geçiş noktasında süperiletken ve normal durumlar için Gibbs serbest enerjileri $G_s(T,B)$ ve $G_n(T)$ eşitlenerek elde edildiğini göstermektedir,

$$G_s(T,B) = G_n(T) \quad T_c < T'_c$$

Hal değişim sıcaklığında $T_c' = T_c(B)$ sırasıyla süperiletken ve normal durum entropileri (4.52) ve (4.29) farklıdır. Farkları, standart termodinamik ifadeyle hal değişim ısını L verir.

$$L = (S_n - S_s)T_c(B) \quad (4.57)$$

$$= 2\mu_0^{-1}B_c^2 \left[\frac{T_c(B)}{T_c} \right]^2 \times \left\{ 1 - \left[\frac{T_c(B)}{T_c} \right]^2 \right\}. \quad (4.58)$$

Problem 9'da aynı sonucun $L = H_n' - H_s'$ entalpi farkından elde edilebileceğini gösteriyoruz. Hal değişim ısı eşitlik (4.58) sıfıra eşit sıcaklığa göre belirli geçiş sıcaklığında $T_c(B)/\sqrt{2}$ maksimumdur.

Bu denklemden geçiş sıfır alanda meydana geldiğinde, yani $T = T_c$ veya mutlak sıfırda, $T = 0$ olduğunda haldeğişim ısı olmadığı görüyoruz. Hal değişim ısına ek olarak, $T_c(B)'$ deki özısıda bir artış var.

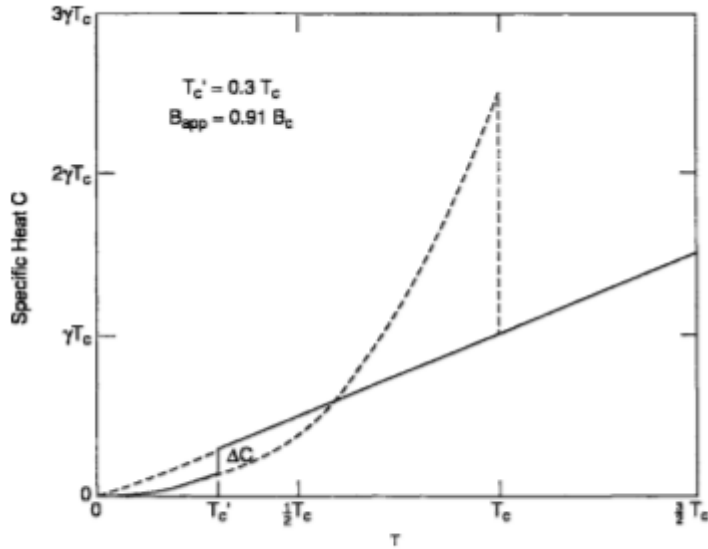


Figure 4.12 Temperature dependence of the specific heat in the normal and superconducting states in the presence of a strong applied magnetic field. The downward jump in specific heat ΔC at T_c' is indicated.

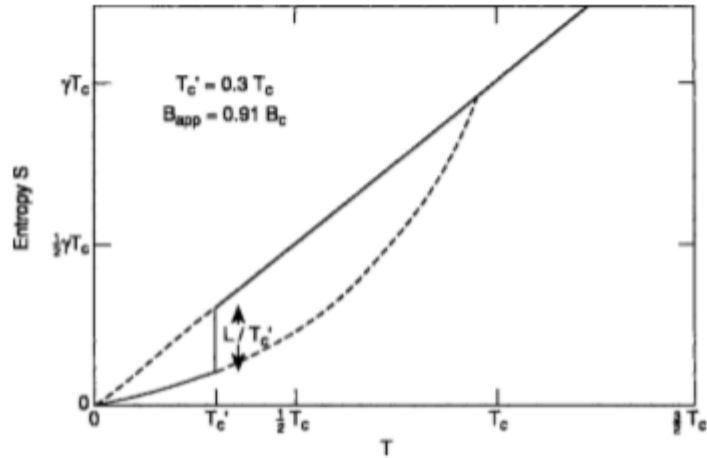


Figure 4.13 Temperature dependence of the entropy in the normal and superconducting states in the presence of a strong applied magnetic field. The latent heat factor L/T_c' of the jump in entropy at T_c' is indicated.

Şekil4.12:Uygulanan manyetik alan varlığında normal ve süper iletken durumlarda özısının sıcaklığa bağımlılığı. T_c' de özısı ΔC aşağı doğru sıçramasını gösterir.

Şekil4.13: Uygulanan manyetik alanın varlığında normal ve süperiletken durumlarda entropinin sıcaklığa bağımlılığı. T_c' de entropi artışının haldeğişim ısı faktörü L / T_c gösterilir.

Şekiller 4.12, 4.13, 4.14 ve 4.15, $T_c(B)$ 'nin T_c 'nin çok altında olduğu yüksek uygulanan alanlar için sırasıyla C , S , H' ve G termodinamik fonksiyonlarının sıcaklık bağımlılıklarını göstermektedir.

Şekil 4.16, 4.17, 4.18 ve 4.19, $T_c(B)$ 'nin T_c 'nin biraz altında olduğu düşük uygulanmış alanlar için aynı grafikleri göstermektedir. Bu grafiklerin hepsi $A = 0$ durumu içindir.

Şekil 4.12, 4.16, 4.13 ve 4.17, özısı C_s 'lerinin ve entropi S_s eğrilerinin (manyetik alanın olduğu varsayılarak) $T_c(B)$ altındaki sıfır alan ve $T_c(B)$ üzerindeki normal durumların eşleştiği.

Aksine, Şek. 4.14, 4.18, 4.15 ve 4.19, normal durum ve sıfır alan süperiletken durumun $T_c(B)$ geçiş noktasının altında olduğu ve geçişin üzerindeki normal durum eğrileriyle çakıştığı görülmektedir.

Bu grafikler aynı zamanda özgül ısı ve hal değişim ısı ile ilgili artışları ve aynı zamanda geçişte Gibbs serbest enerjisinin sürekliliğini gösterir.

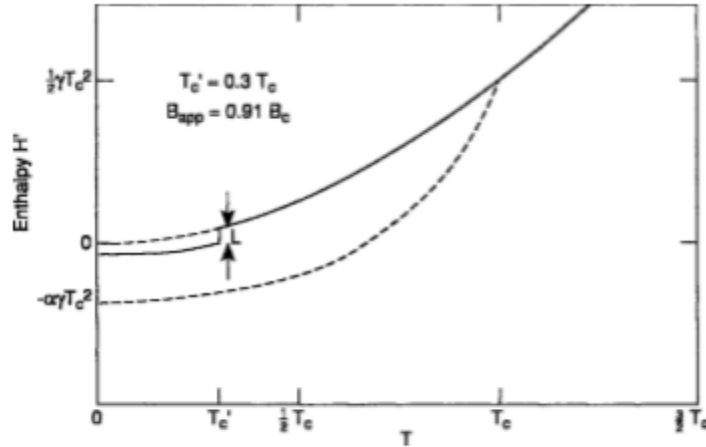


Figure 4.14 Temperature dependence of the enthalpy in the normal and superconducting states in the presence of a strong applied magnetic field. The jump in entropy at the transition temperature T_c' is equal to the latent heat L , as indicated.

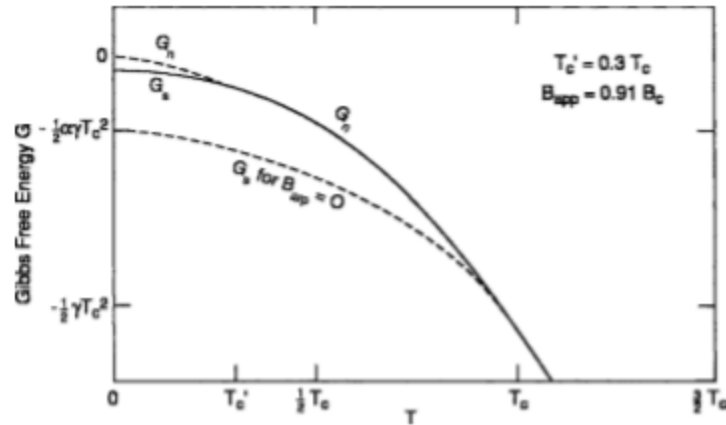


Figure 4.15 Temperature dependence of Gibbs free energy in the normal and superconducting states in the presence of a strong applied magnetic field. The transition is first order so that there is no discontinuity in free energy at the transition temperature T_c' , but there is a discontinuity in the derivative. The normal (G_n) and superconducting (G_s) branches of the upper curve are indicated. The lower dashed (- - -) curve shows the Gibbs free energy in the superconducting state at zero field ($B_{app} = 0$) for comparison.

Şekil4.14: Entalpinin, kuvvetli uygulanan manyetik alanın varlığında normal ve süperiletken durumlarda sıcaklığa bağlılığı. Geçiş sıcaklığında T_c (B) entropi içindeki sıçrama, belirtildiği gibi L erime ısısına eşittir.

Şekil4.15: Güçlü bir manyetik alanın varlığında normal ve süper iletken durumlarda Gibbs serbest enerjisinin sıcaklığa bağlılığı. Geçiş birinci derecedir, böylece T_c' geçiş sıcaklığında serbest enerjide süreksizlik olmaz, ancak türevde bir süreksizlik vardır. Üst eğrinin normal (G_n) ve süperiletken (G_s) dalları belirtilir. Alt kesikli (- - -) eğri, karşılaştırma için sıfır alanda ($B_{app} = 0$) süper iletken durumda Gibbs serbest enerjisini gösterir.

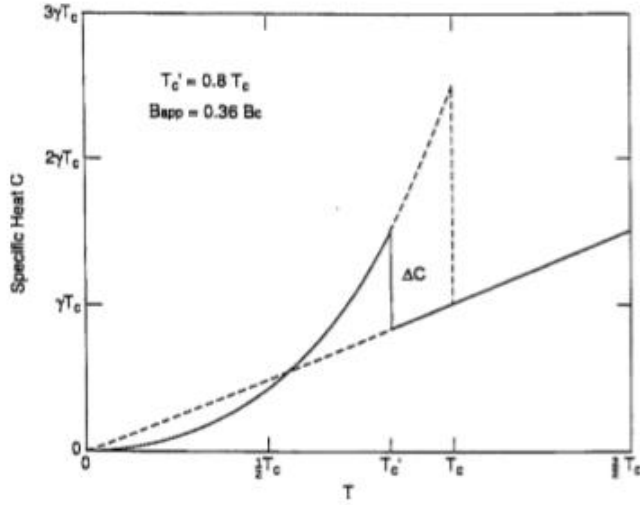


Figure 4.16 Temperature dependence of specific heat in the normal and superconducting states in the presence of a weak applied magnetic field. The jump in specific heat ΔC at T_c' is upward, in contrast to the downward jump shown in Fig. 4.12 for the high-field case.

Şekil4.16: Zayıf uygulanan manyetik alanın varlığında normal ve süperiletken durumlarda özısının sıcaklığa bağımlılığı. Yüksek alan durumu için Şekil 4.12'de gösterilen aşağı şıçramanın aksine, T_c' özısı ΔC 'deki şıçrama yukarı doğrudur.

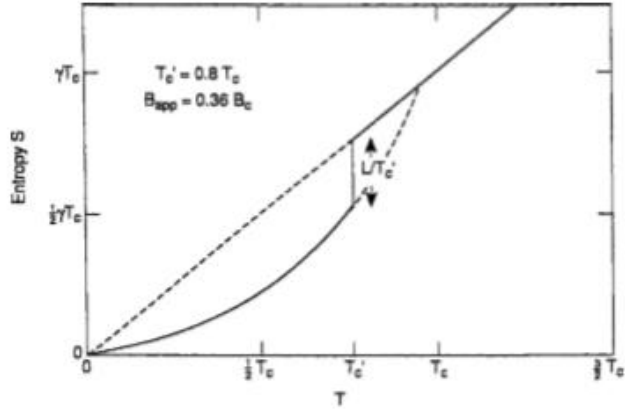


Figure 4.17 Temperature dependence of entropy in the normal and superconducting states in the presence of a weak applied magnetic field showing the jump in entropy L/T_c' at T_c' , as expected for a first-order transition.

Şekil4.17: Birinci dereceden geçiş için beklendiği gibi, T_c' de entropi L / T_c' 'de şıçrama gösteren zayıf uygulanan manyetik alanın varlığında normal ve süper iletken durumlarda entropinin sıcaklığa bağımlılığı.

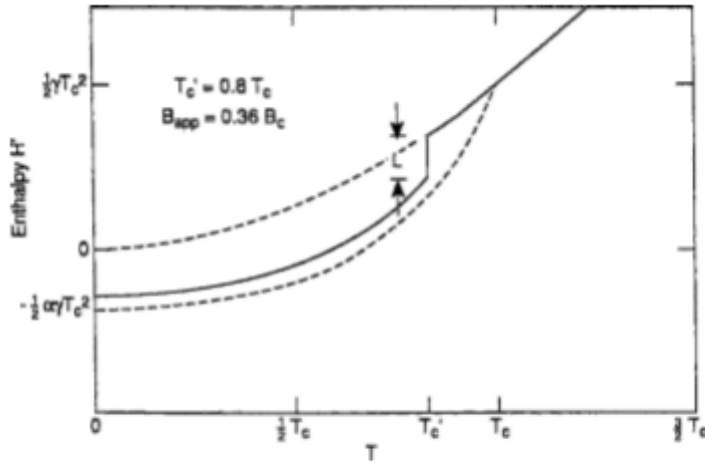


Figure 4.18 Temperature dependence of enthalpy in the normal and superconducting states in the presence of a weak applied magnetic field, showing the presence of a latent heat jump L at the transition temperature T_c' , indicating a first-order transition.

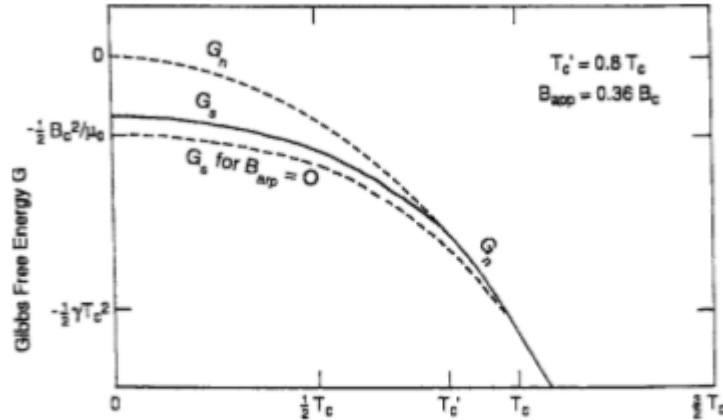


Figure 4.19 Temperature dependence of Gibbs free energy in the normal and superconducting states in the presence of a weak applied magnetic field using the notation of Fig. 4.15. The transition is first order so that the change in G at T_c' is continuous, but the change in its derivative is discontinuous (cf. Athreya *et al.*, 1988).

Şekil4.18: Entalpinin normal ve süper iletken durumlarda zayıf bağımlı bir manyetik alanın varlığında sıcaklığa bağımlılığı, birinci derece geçişi gösteren geçiş sıcaklığı T_c' de erime ısı sıçraması L 'nin varlığını gösterir.

Şekil4.19: Gibbs serbest enerjisinin, normal ve süperiletken durumlarda, zayıf uygulanan bir manyetik alanın varlığında, Şekil 4.15 notasyonu kullanılarak sıcaklığa bağımlılığı. Geçiş birinci derecedir, böylece T_c' deki ve G 'deki değişiklik sürekli olur, ancak türevindeki değişiklik süreksizdir.

NORMALİZE TERMODİNAMİK DENKLEMLER

Önceki bölümde verilen $G_s(T,B)$, $S_s(T)$ ve $C_s(T)$ denklemleri, Problem 9'un $H'_s(T,B)$ ile birlikte iki boyutsuz tanımlanarak normalize edilmiş şekilde yazılabilir bağımsız değişkenler,

$$t = \frac{T}{T_c} \quad b = \frac{B}{B_c} \quad (4.60)$$

ve iki boyutsuz parametre

$$a = \frac{\Lambda T_c^2}{\gamma} \quad \alpha = \frac{B_c^2}{\mu_0 \gamma T_c^2} \quad (4.61)$$

G_s , S_s ve H'_s için ortaya çıkan normalleştirilmiş ifadeler Tablo 4.2'de verilmiştir. Tabloda ayrıca normalize edilmiş özısı sıçraması $\frac{\Delta C}{\gamma T_c}$ ve normalize edilmiş hal değişim ısı $\frac{L}{\gamma T_c^2}$ de verilmektedir.

Tablo4.2: Uygulanan Manyetik Alandaki Bir Süperiletkenin Termodinamik Fonksiyonları için Normalleştirilmiş Denklemler İlk dört ifade Denklemin $t^2 + b < 1$ koşulu altında geçerlidir ve son ikisi Denklemden $t^2 + b = 1$ tarafından verilen geçiş noktasında geçerlidir.

Gibbs Free Energy	$g_s = \frac{G_s}{\gamma T_c^2} = -\frac{1}{2}t^2 - \frac{1}{12}at^4 - \frac{1}{2}\alpha[(1-t^2)^2 - b^2]$	
Entropy	$s_s = \frac{S_s}{\gamma T_c} = t + \frac{1}{3}at^3 - 2\alpha t(1-t^2)$	
Specific Heat	$c_s = \frac{C_s}{\gamma T_c} = t + at^3 + 2\alpha t(3t^2 - 1)$	
Enthalpy	$h'_s = \frac{H'_s}{\gamma T_c^2} = \frac{1}{2}t^2 + \frac{1}{4}at^4 - \frac{1}{2}\alpha[(1-t^2)(1+3t^3-b^2)]$	
Specific Heat Jump	$\frac{\Delta C}{\gamma T_c} = 2\alpha t'(3t'^2 - 1)$	
Latent Heat	$\frac{L}{\gamma T_c^2} = 2\alpha t'^2(1-t'^2)$	
Definitions of normalized variables (t, b) and parameters:		
$t = \frac{T}{T_c}$	$b = \frac{B}{B_c(0)}$	$a = \frac{AT_c^2}{\gamma}$
$t' = \frac{T'}{T_c}$	$b' = \frac{B_c(T')}{B_c(0)}$	$\alpha = \frac{[B_c(0)]^2}{\mu_0 \gamma T_c^2}$

Bu ifadeler şu koşullar altında geçerlidir:

$$t^2 + b < 1. \quad (4.62)$$

t veya b , $t^2 + b = 1$ olan noktaya yükseltildiğinde örnek normal hale gelir ve bu ifadeyi karşılayan t değerine t' denir:

$$t'^2 + b = 1. \quad (4.63)$$

burada $t' = T'_c/T_c$, bir manyetik alandaki normalleştirilmiş geçiş sıcaklığıdır.

Normalleştirilmiş özgül ısı sıçraması aşağıdaki özel değerlere sahiptir:

$$\frac{\Delta C}{\gamma T_c} = 2\alpha t'(3t'^2 - 1)$$
$$= \begin{cases} 0 & t' = 0 \\ -\frac{4\alpha}{9} & t' = \frac{1}{3} \\ 0 & t' = \frac{1}{\sqrt{3}} \\ 4\alpha & t' = 1 \end{cases} \quad (\text{max}), \quad (4.64)$$

burada $4\alpha/9$, Şekil 4.12'de gösterildiği gibi $0 < t' < \frac{1}{\sqrt{3}}$ aralığında azaltılmış sıcaklıklar için maksimum $\frac{\Delta C}{\gamma T_c}$ büyüklüğüdür. Normalleştirilmiş hal ısısı özel bir değerlere sahiptir.

$$\begin{aligned} \frac{L}{\gamma T_c^2} &= 2\alpha t'^2(1 - t'^2) \\ &= \begin{cases} 0 & t' = 0 \\ \frac{1}{2}\alpha & t' = \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & t' = 1 \end{cases} \quad (\text{max}), \quad (4.65) \end{aligned}$$

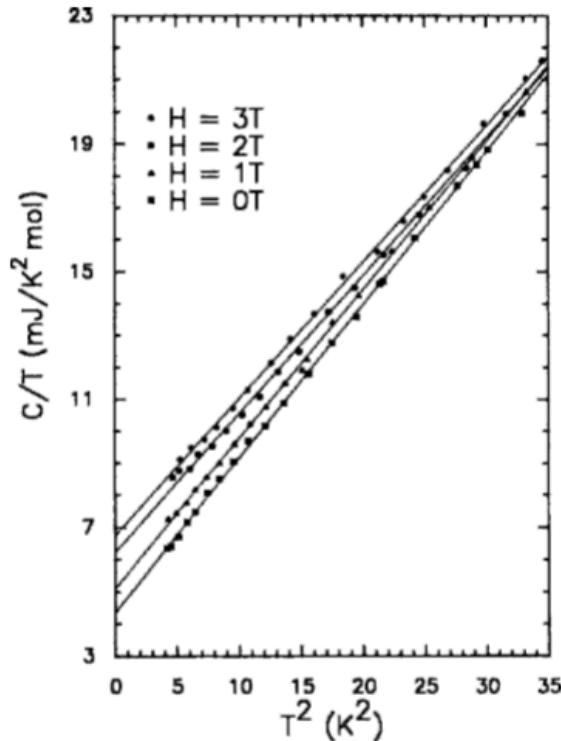
burada maksimum $\frac{1}{2}\alpha$ değeri $t' = \frac{1}{\sqrt{2}}$ 'dir.

MANYETİK ALANDA ÖZİSİ

Reeves ve diğerleri, uygulanan bir manyetik alandaki $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

C / T miktarının, ifadeye uygun olarak $4K < T < 6K$ aralığında, T^2 'de doğrusal olduğunu bulmuşlardır.

$$C = [\gamma + \gamma'(B)]T + [A - A'(B)]T^3, \quad (4.66)$$



Şekil 4.21'de 3T'ye kadar uygulanan alanlar için deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Şekil4.21: Manyetik bir alanda $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 'nin düşük sıcaklıkta özgül ısısı. Düz çizgiler, Denk (4.66) 'nın her alan değeri için verilere uymasındır (Reeves vd., 1989).

Ayrıca uygulanan manyetik alan arttıkça $\gamma = 4.38 \text{ mJ} / \text{molK}^2$ ve $A = 0.478 \text{ mJ} / \text{molK}^2$ ile $\gamma'(B)$ ve $A'(B)$ katsayılarının arttığı bulunmuştur. Ölçülen en yüksek 3T alanında,

$$\begin{aligned} \frac{\gamma}{\gamma'} &= 0.54, \\ \frac{A}{A'} &= 0.11. \end{aligned} \quad (4.67)$$

Reeves ve ark., ayrıca diğer çalışanların Denk. (4.66) tarafından tanımlananlardan farklı sonuçlar elde ettiklerini belirtmişlerdir.

Bonjour ve diğ. (1991), Inderhees ve diğ. (1991) ve Ota ve diğ. (1991), Tc yakınındaki spesifik ısıdaki anizotropilerin manyetik alan bağımlılığını ölçtüler.

Inderhees ve ark. Şekil 4.22'de sunulan, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ için, diğer iki grup tarafından elde edilenlere benzer olduğu ortaya çıktı.

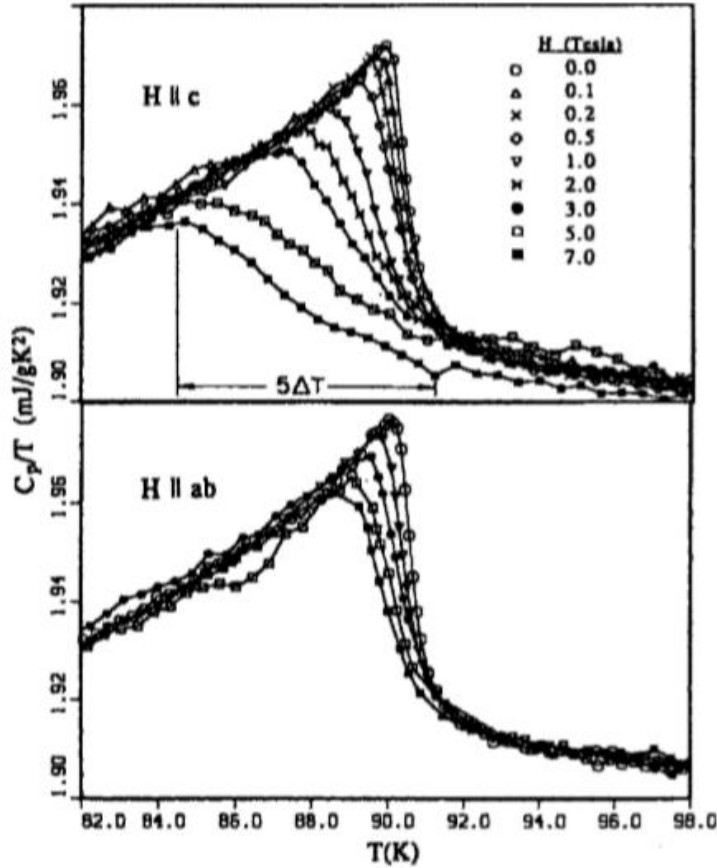


Figure 4.22 Specific heat jump of untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ near T_c for different applied magnetic fields aligned parallel (top) and perpendicular (bottom) to the c -axis (Inderhees *et al.*, 1991).

Şekil 4.22: C eksenine paralel (üst) ve dik (alt) hizalı farklı uygulanan manyetik alanlar için $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 'nin T_c yakınında özgül ısı sıçraması (Inderhees vd., 1991).

Manyetik alanın arttırılmasının özgül ısı sıçramasını daha düşük sıcaklıklara kaydırıldığını ve özellikle c eksenine paralel olarak uygulanan bir alan için genişlettiğini görüyoruz.

Ebner ve Stroud (1989), Ginzburg – Landau serbest enerjisine (bkz. Bölüm 6, Bölüm III) dalgalanmalar ekleyerek ve Monte-Carlo simülasyonlarını gerçekleştirerek, $B||c$ ile Şekil 4.22'nin özgül ısı eğrilerine iyi bir yaklaşım elde etmişlerdir.

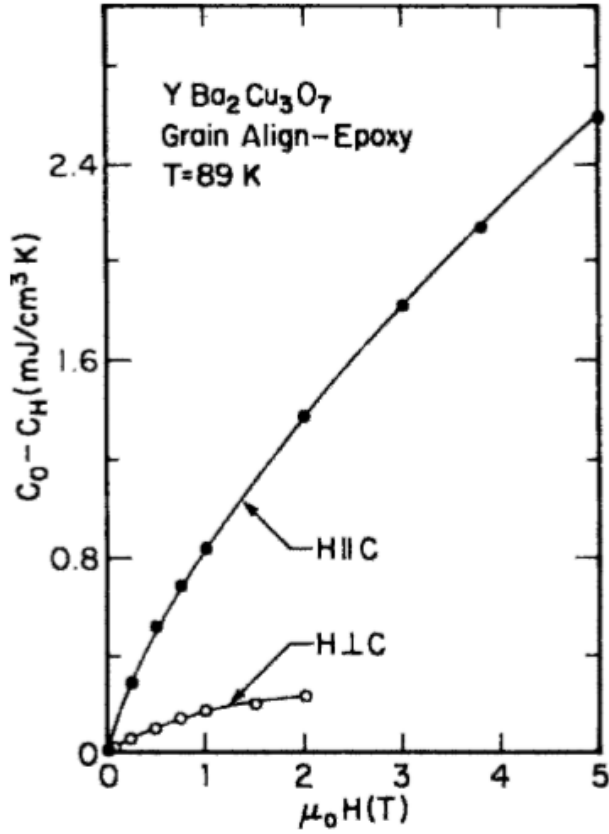


Figure 4.23 Magnetic field dependence of the specific heat difference for parallel and perpendicular fields (Athreya *et al.*, 1988).

Şekil 4.23 : Paralel ve dikey alanlar için özgül ısı farkının manyetik alan bağımlılığı (Athreya ve diğerleri, 1988).

Şekil 4.23, sıfır alanda C_0 ölçülen özgül ısı ile C_H alanında ölçülen özgül ısı arasındaki farkın, uygulanan alanın değerine T_c 'ye yakın olan 88 K'lık bir sıcaklıkta nasıl bağlı olduğunu gösterir. Aradaki fark, paralel alan yönündeki dikey alan yönünden beş kat daha büyüktür.

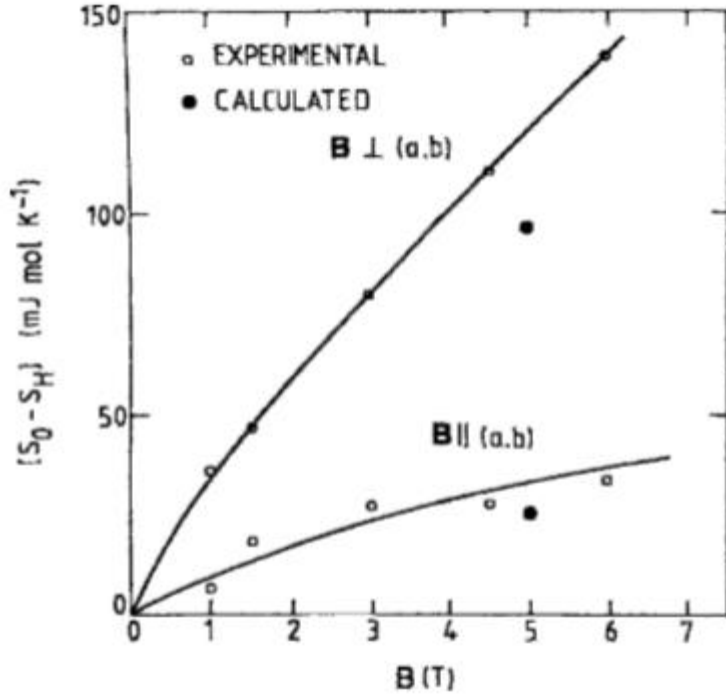


Figure 4.24 Magnetic field dependence of the entropy difference of parallel and perpendicular fields showing measured (o) and calculated (•) values for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (Bonjour *et al.*, 1991).

Şekil 4.24: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ için ölçülen (o) ve hesaplanan (•) değerleri gösteren paralel ve dikey alanların entropi farkının manyetik alan bağımlılığı (Bonjour ve diğerleri, 1991).

Bonjour ve diğ. (1991) entropi farkının $S_0 - S_H$ 'nin uygulanan alana bağımlılığını belirlemek için kendi özgül ısı verilerini kullandılar, burada $S_0(T)$ alanın yokluğundaki entropidir ve $S_H(T, B)$ bir alanın varlığında ki entropidir; sonuçları Şekil 4.24'te verilmektedir.

Bonjour ve diğ. ölçülen entropilerini aşağıdaki Eşd. (4.41) Tip II süperiletkenin durumuna:

$$S_H(T, B) = S_n(T) + \chi'(T) \times \frac{B_{c2}(T) - B}{\mu_0} \cdot \frac{d}{dT} B_{c2}(T), \quad (4.68)$$

Burada $\chi' = \mu_0 dM / dB$ 'ye diferansiyel alınganlık denir.

$$S_0(T_i) - S_H(T_i, B) = \chi'(T_i) \times \frac{B}{\mu_0} \cdot \frac{d}{dT} B_{c2}(T_i), \quad (4.69)$$

burada $T_i = 80$ K, tüm özgül ısı eğrilerinin hala üst üste bindiği sıcaklıktır. $B = 5$ T için değerler eşitlik (4.68) Welp ve ark. Şekilde gösterildiği gibi ölçülen değerlere makul ölçüde yakındır.