

A 型和 B 型超导体的临界场*

张裕恒

曹效文

(中国科学技术大学) (中国科学院等离子体物理研究所)

提 要

本文分析了超导体的热力学临界场 $H_c(0)$ 的实验数据, 得到 A 型和 B 型超导体的 $H_c(0)$ 分别随 λ 和 $\lambda\langle\omega^2\rangle$ 增大而增加的结论。

吴杭生^[1]和刘福绥^[2]分别研究 A 型和 B 型超导体的临界温度 T_c 和能隙 $\Delta(0)$, 证明了以新的 T_c 公式^[3]的收敛半径 Λ 把超导体分成 A 型和 B 型两类^[4]是正确的。本文分析了目前已算出收敛半径的超导体临界场的实验数据, 发现两种类型超导体的临界场也有明显不同的规律。本文的工作支持了存在 A, B 两种类型超导体的看法。

表 1 和表 2 分别列出 A 型和 B 型超导体的热力学临界场 $H_c(0)$ 及 $\lambda, \sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 的实验数据。

表 1 A 型超导体的 $H_{c_2}(0), H_c(0), \lambda$ 和 $\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$

超导材料	H_{c_2} (kGs)	H_c (Gs)	λ	$\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ (meV)
Al (晶体)	0.099 ^[9]	99	0.38 ^[11]	15.33 ^[10]
Zn (晶体)	0.053 ^[9]	53	0.38 ^[11]	
Ga (晶体)	0.051 ^[9]	51	0.40 ^[11]	
W (晶体)	1.07×10^{-3} ^[11]	1.07	0.25 ^[11]	9.48 ^[11]
Mo (晶体)	0.095 ^[11]	95	0.39 ^[11]	13.49 ^[11]
Zr (晶体)	0.047 ^[9]	47	0.45 ^[11]	10 ^[11]
In (晶体)	0.283 ^[9]	283	0.805 ^[11] 0.834 ^[12]	6.86 ^[11]
Sn (晶体)	0.306 ^[9]	306	0.862 ^[12] 0.72 ^[11]	8.83 ^[11]
Tl (晶体)	0.162 ^[9]	162	0.795 ^[11]	4.88 ^[11]
Hg (晶体)	0.411 ^[9]	411	1.625 ^[12]	5.34 ^[12]
Ga (无序)	15.7 ^[8]	750	2.25 ^[11]	11.7 ^[11]

我们知道, 在 I 类超导体中, 出现电阻的场 H_{c_2} 就是 H_c , 在 II 类超导体中, 上临界场 H_{c_2} 不是热力学场 H_c , 而且 I 类超导体做成非晶后就变成了 II 类超导体^[5]。为了得到 II 类超导体的 H_c , 我们用如下的计算方法:

$$H_{c_2}(T) = \sqrt{2KH_c(T)^{[6]}}, \quad (1)$$

* 1979 年 1 月 27 日收到。

表 2 B 型超导体的 $H_{c_2}(0)$, $H_c(0)$, λ 和 $\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$

超导材料	H_{c_2} (kGs)	H_c (Gs)	λ	$\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ (meV)
Pb (晶体)	0.803 ^[9]	803	1.55 ^[11]	6.93 ^[11]
Pb (晶体)			1.66 ^[11]	6.54 ^[11]
Pb _{0.73} Bi _{0.25} (无序)	47.3 ^[8]	768	2.76 ^[13]	6.62 ^[13]
Sn _{0.86} Cu _{0.14} (无序)*	18.7 ^[8]	615	1.82 ^[11]	7.6 ^[11]
Bi _{0.85} Ti _{0.15} (无序)*	50.6 ^[8]	535	2.46 ^[12]	6.33 ^[12]
Nb ₃ Sn (晶体)	245 ^[6]	5450	1.67 ^[11]	18.14 ^[11]

* λ , $\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 取自文献 [1] 给出的 Sn_{0.90}Cu_{0.10} (无序) 和 Bi (无序) 的数据, 因为文献 [8] 中给出的 Sn_{0.86}Cu_{0.14} (无序) 与 Sn_{0.90}Cu_{0.14} (无序) 的 T_c 基本一致, Bi_{0.85}Ti_{0.15} (无序) 和 Bi (无序) 的 T_c 一致, 所以对 Sn_{0.86}Cu_{0.14} (无序) 与 Bi_{0.85}Ti_{0.15} (无序) 近似地用文献 [1] 的 λ , $\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 的数据是可以的.

$$K = K_0 + 7.5 \times 10^{-3} r^{\frac{1}{2}} \rho_n^{[6]}, \quad (2)$$

$$N(0) = 3r/2\pi^2 k^2 [7], \quad (3)$$

式中 r 的单位是 $\text{erg cm}^{-3} \cdot \text{gand}^{-2}$, ρ_n 的单位是 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$, ρ_n 和 $N(0)$ 是文献 [8] 中给出的, $N(0)$ 是重整化后的数据.

用表 1 和表 2 的数据, 分别做出 $H_c(0)-\lambda$, $H_c(0)-\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 关系, 绘在图 1 和图 2 上.

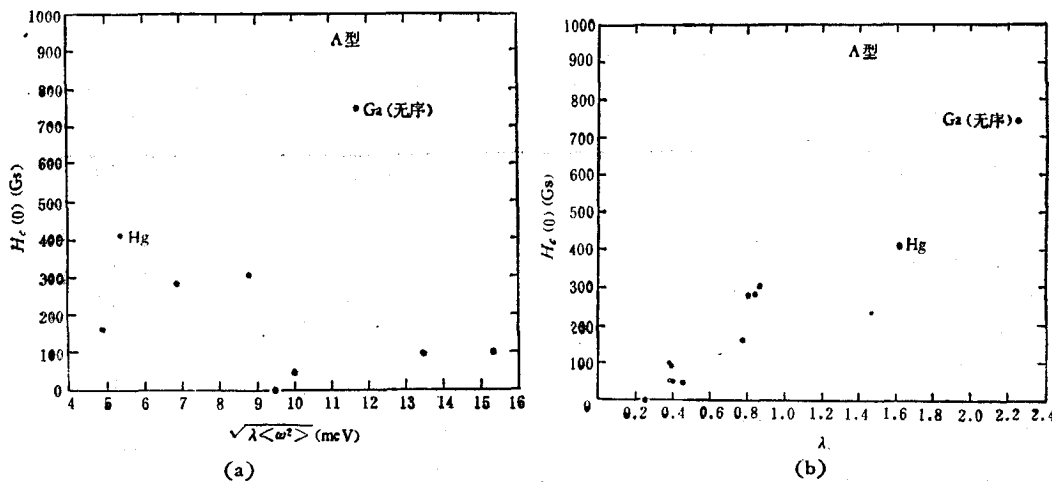


图 1

A 型超导体图 1(a) 中的实验点十分分散, $H_c-\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 没有任何规律性的关系, 但在图 1(b) 中, $H_c-\lambda$ 关系却呈现出有规律的变化, A 型超导体的临界场 H_c 随 λ 的增加而增加. 在 B 型超导体的图 2 (a) 和图 2 (b) 中, 恰恰相反, $H_c-\lambda$ 是完全混乱的, 而 $H_c-\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 却呈现出规律性.

以 $\lambda < \Lambda$, $\lambda > \Lambda$ 分 A, B 两种类型超导体特别成功的是对结晶的 Hg 和无序金属 Ga.

过去人们公认 Hg 是典型的强耦合超导体, 最近文献 [12] 计算出晶体 Hg 的 $\Lambda =$

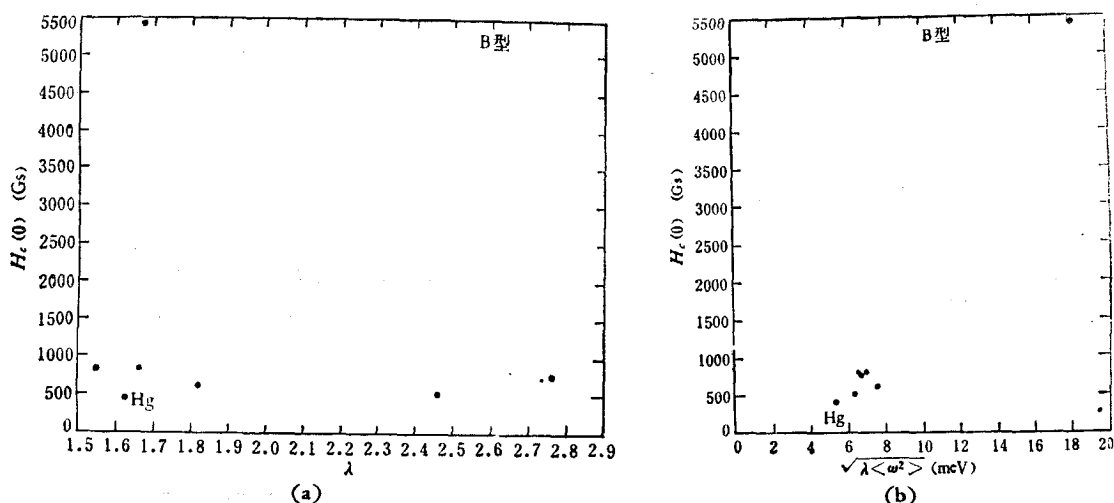


图 2

4.64 大于晶体 Hg 的 $\lambda = 1.625$, 表明 Hg 属于 A 型。我们把 Hg 的实验值 $H_c(0)$ 分别绘在 A 型超导体的图 1(b) 和 B 型超导体的图 2(b) 中, 发现它们都在有规律的实验点中, 这似乎说明不了它是属于 A 型还是属于 B 型。

但是 Hg 做成膜, 其临界场与膜厚度 d 的关系是 $H_c \propto d^{-\frac{3}{2}}$ ^[14], 这和典型的 A 型超导体 In, Sn, Tl 和 In-Sn 合金膜是十分一致的^[15], 而和典型的 B 型超导体的 Pb 膜临界场与厚度关系^[16]完全不一致。因此从 Hg 的临界场的实验数据证明 Hg 属 A 型超导体的结论是正确的。至于 Hg 非晶化后 T_c 降低的问题将有待仔细研究。

非晶化后的 Ga, 其 $\lambda = 2.25$, 按照 McMillan^[10] 理论它应是强耦合超导体 (即 B 型), 因为它的 λ 比典型的强耦合超导体 Pb 的 $\lambda = 1.55$ 要高得多, 但是文献 [4] 中给出非晶 Ga 的 $\Lambda = 3.32$, $\lambda < \Lambda$, 那么非晶 Ga 应属于 A 型超导体。在图 1(b) 中可以看到, 非晶 Ga 的 $H_c(0)$ 在 $H_c(0)-\lambda$ 关系中, 很好地在有规律的实验点中。如果把它的 $H_c(0)$ 放到 B 型的 $H_c(0)-\sqrt{\lambda \langle \omega^2 \rangle}$ 关系中 [图 3], 恰恰它明显地离开了有规律的实验点。这个结果更进一步地说明了用 $\lambda < \Lambda$ 和 $\lambda > \Lambda$ 分 A 型和 B 型超导体是很成功的。

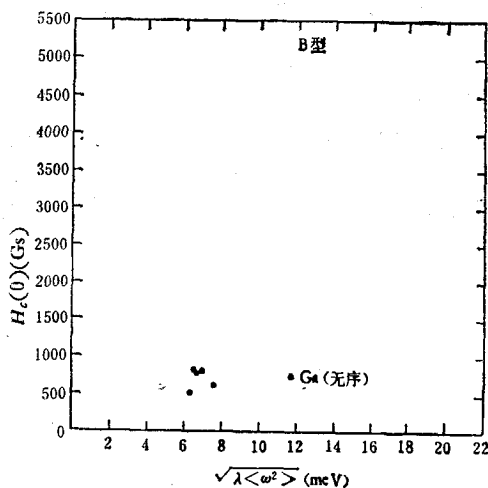


图 3

参 考 文 献

- [1] 吴杭生, 物理学报, 27(1978), 756.
- [2] 刘福绥, 物理学报, 27(1978), 758.
- [3] 吴杭生、蔡建华、龚昌德、吉光达、蔡俊道, 物理学报, 20(1977), 583.

- [4] 吴杭生、吉光达, 物理学报, 27(1978), 746.
- [5] H. B. Заварицкий, ДАН СССР, 85 (1952), 749.
- [6] B. B. Goodman, *Rev. Mod. Phys.*, 36(1964), 12.
- [7] R. D. Parks, "Superconductivity", Vol. 2, p. 683.
- [8] G. Bergmann, *Low Temp. Phys. LT13*, 3(1972), 552.
- [9] E. A. Lynton, "Superconductivity", p. 5.
- [10] W. L. McMillan, *Phys. Rev.*, 167(1968), 331.
- [11] R. D. Parks, "Superconductivity", Vol. 2, p. 781.
- [12] 周子舫、王仲炎、张锡祥、吴杭生, 物理学报(待发表).
- [13] T. T. Chen, J. D. Leslie and H. J. T. Smith, *Physica*, 55(1971), 439.
- [14] E. T. S. Appleyard, J. R. Bristow, H. London and A. D. Misener, *Proc. Roy. Soc. London, A* 172(1939), 540.
- [15] 张裕恒, 物理学报, 22 (1966), 341.
- [16] 张裕恒, 物理学报, 28(1979), 833.

SUPERCONDUCTING CRITICAL FIELDS OF TYPE A AND TYPE B SUPERCONDUCTORS

ZHANG YU-HENG

CAO XIAO-WEN

(University of Science and Technology of China) (Institute of Plasma Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper, the experimental data of thermodynamical critical magnetic field H_c at $T = 0K$ are analysed. The conclusion arrived here is that $H_c(0)$ is increasing with λ for type A, and with $\lambda \langle \omega^2 \rangle$ for type B superconductors.