

颗粒状 NbC, NbN 转变温度 T_c 提高的探讨*

韩汝珊 刘福绥

(北京大学物理系)

赵忠贤

(中国科学院物理研究所)

提 要

本文分析了表面效应对 NbC, NbN 的声子谱及电子态密度的影响。预言颗粒状 NbC, NbN 化合物其转变温度 T_c 将会提高。 $T_{c\max}$ 将在 20 K 以上。

一、引 言

对超导体尺寸效应的最初兴趣, 来自于发现了某些元素 (Al, Sn, In 等), 当它们沉积在冷底板上 (4.2—20 K) 时, 超导转变温度 T_c 有明显的增加。相对于该元素大块晶状超导体, 有的提高达 3—5 倍^[1—3]。解释这种现象的理论大都基于其表面与体积比率的增高。大量的实验及理论工作试图去揭示这个表面效应。

颗粒的表面处在失配的、畸变的状态是显然的。Rewe^[4] 等人指出表面 5 Å 范围有晶格的扭曲。我们的壳层模型的计算^[5], 也是对颗粒表面是高度无序的有力支持。

表面的畸变将带来怎样的影响呢? 理论和实验工作表明, 表面的畸变将引致声子谱的弹性软化, 同时也存在着使有效声子谱低频段提高的可能性。两方面的效应是并行不悖的。

上述的表面效应, 在什么条件下将有助于转变温度 T_c 的提高呢?

首先, 要求大块晶状材料的有效声子谱存在着软化的潜力, 亦即有效声子谱的峰值位置在其泛函导数极值的高频一侧。在这种情形下, 表面效应将有助于 T_c 提高。

其次, 无序化应不引起电子态密度的大幅度下降。排除掉如在 V, Nb, Ta 的情形中使 T_c 下降的情况发生。

再次, 在泛函导数极值的位置出现软模声子时, 结构不发生崩溃。

当材料满足以上条件时, 将它们作成颗粒状后, 表面效应对使 T_c 提高。NbC, NbN 具备上述条件。因此, 可以预期将它们做成颗粒状后, T_c 能比大块晶状时提高, 粗略估算能达 20 K 以上。

二、表 面 效 应

多数软金属和部分过渡族金属超导薄膜的 T_c 高于其大块晶状的 T_c 值。解释这种现

* 1978 年 7 月 3 日收到。

象的理论大都基于其表面与体积比率的增高。大量的实验和理论工作试图去揭示这个表面效应。在电声子相互作用的机制下,许多人认为表面的弹性软化是主要因素。Knorr 和 Barth^[6], Zavaritskii^[7] 等人在 1969 年测量了无序化薄膜的 $\alpha^2 F$ 的变化,他们发现了 $\alpha^2 F$ 的改变,特别是低频段有明显的抬高,并且发现低频段有对能量的线性依赖关系。这些作者认为是有附加的低频声子出现。在此之前 Gamble, Strongin, Garland 等人^[8-10] 已分别指出,颗粒的大的表面与体积比率,和近表面晶体是较软的这个事实,并且明确地指出在颗粒金属中应预期到明显的声子软化。似乎可以说明,多种材料、多种制备方法、多种工艺条件下面获得的 T_c 随颗粒尺寸减少而增加的共同趋势(见表 1,取自文献 [11])。

表 1*

	T_c 实验	IP	TF	O_2	LTD	LTD, TF	LTD, C
Al	1.16	1.6	1.8	1.9	2.3	4.8	5.0
Zn	0.85				1.6	2.1	
Sn	3.72		1.1	1.1	1.3	1.6	1.9
In	3.40	1.1	1.1	1.1	1.2	1.3	1.4
Tl	2.38				1.1		
Hg	4.16		1.0		0.95		
Pb	7.19		1.0	1.0	1.0	1.0	

* IP, TF, O_2 等均表示不同的制备方法、工艺条件。

他们的观点得到了理论和实验的证实。声子谱 F 的直接测量^[12],确实发现有较低频部分的抬高、高频部分下降的事实。低能电子衍射(LEED)也证实表面层德拜温度 Θ_D 大约下降到大块晶体的一半。这是支持表面力常数减少的假设的(实验是对 Nb 做出的)^[13]。

Dickey 和 Parskin^[14] 计算了元素薄膜三层原子的声子谱得出 $\langle \omega^2 \rangle$ 降低 30%。从理论上给表面声子软化以强有力的支持,说明表面声子软化是增强 T_c 的一个重要因素。

1975 年 Bolz, Pobell 等人^[15]根据 Mössboure 效应,研究了 Sn 的晶态和非晶态的 Debye-Waller 因子随温度的变化,指出声子谱虽有改变,但是 $\alpha^2 F$ 和 T_c 的改变不能归因于它。必须归因于 α^2 的改变(见表 2)。同时指出冷加工的 Sn 也显示出同样的 T_c 改变。

表 2

	T_c	$\int \alpha^2 F \frac{d\omega}{\omega}$	$\int F \frac{d\omega}{\omega}$
非晶态	6.8	0.9	0.139
晶态	3.75	0.35	0.128

在高度无序的非晶态中表现出的电声子相互作用的增强,早在十多年前就有人注意到了^[16-18]。他们注意到弱耦合的无序化薄膜,不仅 T_c 增加,同时能隙 Δ_0 也增加,并且比值 $2\Delta_0/kT_c$ 也增加(见表 3)。对弱耦合超导体 $2\Delta_0/kT_c$ 约为 3.5,而大多数非晶态超导体这一比值约为 4.5。这意味着它们的行为像强耦合超导体。Ewert 为了反驳“表面声子软化”的观点,测量了无序化的和退火的 Pb, In 膜的比热,在低温下没有发现明显的比热改变。Ginsberg 指出,超声波的衰减常数依赖于电子的平均自由程。他得出结论,对于短的平均自由程,电声子相互作用是增加的。

表 3

非晶态	T_c	$2\Delta_0(\text{meV})$	$2\Delta_0/kT_c$
Bi	6.1	2.42	4.60
Ga	8.4	2.32	4.60
$\text{Sn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}$	6.76	2.60	4.46
$\text{Pb}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}$	6.5	2.66	4.75
$\text{Pb}_{0.75}\text{Cu}_{0.25}$	6.9	2.96	4.98
$\text{In}_{0.80}\text{Sn}_{0.20}$	5.6	2.17	4.40
$\text{Tl}_{0.9}\text{Te}_{0.1}$	4.2	1.67	4.6

从微观理论严格处理非晶态电声子相互作用, 目前还是很困难的工作。这主要是由于无序化和非晶态的哈密顿量没有平移不变性, 因此要重新研究电子和声子的本征函数、本征值等一系列问题。Bergmann 在假定无序金属声子谱不变的情况下, 得到 $\alpha^2 F$ 低频端由于非晶态电声子作用而升高的结论。给出了 $\alpha^2 F$ 在低频段对能量的线性依赖, 与实验符合较好。他的工作很有启发性。他认为入射到无序点阵的电子波(波矢 \mathbf{k}), 在格点上散射。和周期点阵不同的是散射后电子波不只是有原方向 \mathbf{k} 和移动倒格矢的方向 $(\mathbf{k} + \mathbf{g}_n)$, \mathbf{g}_n 是倒格矢量, 而是各方向都有散射的电子波, 允许动量不守恒。因而和电声子相互作用有关的跃迁过程能够在更大的相空间发生。电声子过程跃迁几率变大, 使得 $\alpha^2 F$ 有变化。经过对电声子相互作用矩阵元的计算, 多出一项称之为赝 U 过程的附加项, 经过计算可得 $\alpha^2 F$ 的低频段随能量的线性增加, 具体表达式为

$$\alpha^2 F = \frac{\hbar n}{4\pi L M m} (c_1^{-3} + 2c_{tt}^{-3}) l^{-1} \omega,$$

式中 n 为电子密度, m 为电子质量, M 为原子质量, L 为单位体积的原子数, c_1 为纵声速, c_{tt} 为横声速, l 为输运平均自由程, \hbar 为普朗克常数被 2π 除。公式得到了实验的验证^[19]。当然, 通常的 N-U 过程减弱。但由于赝 U 过程使低频抬高, 对 λ 的作用是显著的。

虽然 Bergmann 的理论工作仍是粗糙的。但是他指出, 通常文献中常常假设 α^2 与 ω 无关是不妥当的。在无序情形中, 即使声子谱 F 无改变, 附加的电声子相互作用也可以通过使 α^2 的“变形”, 引致 $\alpha^2 F$ 的低频段升高。因之, 电声子相互作用的增强在表面中也是不容忽视的。

综上所述, 表面的畸变引起的声子软化及电声子相互作用增强这两个因素是并行不悖的。

三、软化的潜力

根据现有的超导强耦合理论^[20-22], 只要知道其有效声子谱 $\alpha^2 F(\omega)$ 和库仑赝势 μ^* , 就可以相当准确地计算出 T_c , (精度可达百分之几) 关键是 $\alpha^2 F(\omega)$ 。下面着重分析 $\alpha^2 F(\omega)$ 与 T_c 的关系。

强耦合理论指出, 只要适当地改造 $\alpha^2 F(\omega)$, 可以使 T_c 升高。Bergmann 和 Rainer 准确地计算了泛函导数 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ ^[23], 如图 1 所示。他们是为了研究, 对于任何一个固定的频率, 假如增加这个频率的 $\alpha^2 F(\omega)$ 值, 对于 T_c 的影响如何? 结果发现了 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 恒为

正。即是在任何频率增大 $\alpha^2 F$ 值, 总是使 T_c 升高。这个结果和“弹性软化”的概念是不一致的。其次, 图 1 中曲线有一个极大值。自然, 在这个极大值所在的频率, 增加 $\alpha^2 F(\omega)$ 的值能最有效的提高 T_c 。即使不在极值处增加 $\alpha^2 F(\omega)$, 只要在高泛函导数值处增加, 在低泛函导数值处减少, 也可以提高 T_c 。

按上节的分析, 如果试图通过颗粒化的方法提高 T_c , 就是要使表面效应引起的有效声子谱的改造, 是有助于提高 T_c 的。那么就要求大块晶状材料的有效声子谱的峰值位于泛函导数极值的高频一侧。对于这种情况, 称之为有软化潜力。在这种情形下, 由于表面无序化使低频段抬高, 相应地, 高频段下降, 将有可能使 T_c 升高。另一方面, 由于声子谱形状与有效声子谱形状的相似性, 单纯的声子软化, 也将能引起 T_c 的升高, 这是显然的。

因此, 对于有软化潜力的材料, 做成颗粒状后有可能使 T_c 升高。

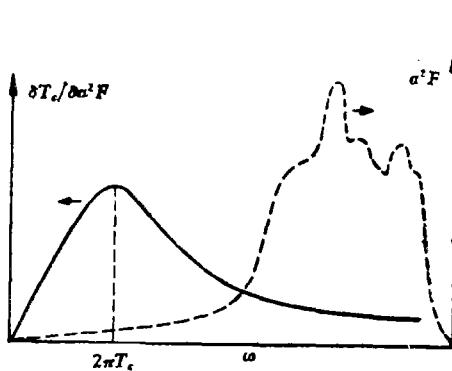


图 1

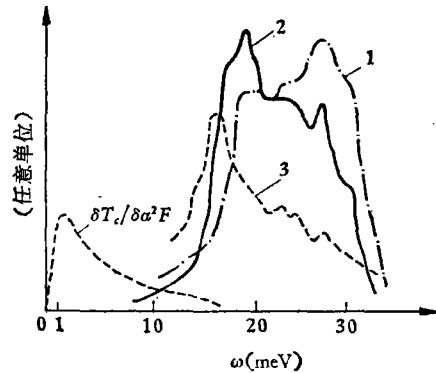


图 2

1 为 $F(\omega)$; 2 为 $\alpha^2(\omega)F(\omega)$; 3 为 $\alpha^2(\omega)$

由隧道实验获得的 NbC 的有效声子谱(见图2)^[24]已可以看出它是有软化潜力的。

表 4 中列出了有关的数据。 T_c 为实验值, 泛函导数极值对应 $2\pi T_c$ 。 λ , $\langle\omega\rangle$, $\sqrt{\langle\omega^2\rangle}$ 均按照通常的定义公式计算:

$$\lambda = 2 \int_0^\infty \alpha^2 F \frac{d\omega}{\omega}, \quad \langle\omega\rangle = \frac{2}{\lambda} \int_0^\infty \alpha^2 F d\omega, \quad \langle\omega^2\rangle = \frac{2}{\lambda} \int_0^\infty \alpha^2 F \omega d\omega.$$

为了确定 $\alpha^2 F$ 的幅度, 我们代入了 Louie-Cohen 公式使其与 T_c 自洽。

从表 4 中的数据看出, 谱峰的位置在泛函导数极值位置的高频一侧, 在 200 K 以上。因之它是存在着巨大的软化潜力的。

表 4 NbC 的有关数据

T_c (K)	$2\pi T_c$ (K)	λ	$\langle\omega\rangle$ (K)	$\sqrt{\langle\omega^2\rangle}$ (K)
11.1	73	0.81	~240	~250

四、电子态密度的分析

还有一个影响 λ 的因素是费米能级处的电子态密度 $N(0)$ (见图 3), 图中给出的是 bcc

过渡族金属态密度随能量的变化情形。如果费米能级恰好在峰值或谷值处, $N(0)$ 将有很大的不同。

在无序的情形下, 由于电子的平均自由程 l 减小, 它将“抹掉”费米能级附近带结构的细节。这可以从测不准关系式做定性的说明: 设 $l \sim 10 \text{ \AA}$, 费米速度 $v_F \sim 10^8 \text{ cm/sec}$, 准粒子的寿命 Δt 可以估算为 $\Delta t \approx l/v_F = 10^{-15} \text{ sec}$ 。代入测不准关系式

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$$

得出 $\Delta E \sim 1 \text{ eV}$, 而费米能级附近的态密度的特征结构大约为 0.2 eV 。因此, 电子平均自由程的减小, 引起了“涂抹”, 将大大地改变态密度的结构。如果 $N(0)$ 处在峰值的位置, 无序化后 $N(0)$ 将下降; 如果 $N(0)$ 处在谷值的位置, 无序化后 $N(0)$ 将上升; 若 $N(0)$ 恰处在居间位置或较平坦的区域, 上述效应将不显著。

V, Nb, Ta 的高 T_c 是联系于它们的高电子态密度数值的, 相应于费米能级位在电子态密度的峰值处。作成非晶态后, 其 T_c 下降是由于无序化使 $N(0)$ 下降造成的。

对于 NbC, NbN 及许多过渡族 C, N 化合物的电子态密度 $N(0)$, 可以从电子比热系数 γ 获得。

从实验上获得了电子比热系数 γ 。根据

$$N(0) = \frac{3}{(2\pi K_B^2)} \frac{\gamma}{1 + \lambda},$$

再根据 T_c 及 McMillan 的 T_c 公式反解出 λ 代入公式, 可以求出 $N(0)$, 见表 5。从表中数据可以看出 $N(0)$ 值均处在 0.34 — 0.53 之间, 通常 $N(0)$ 在这类材料中是很少变化的, 同时 $N(0)$ 的值不高。因之, 可以预期晶格畸变后其电子态密度不会有大的下降。

表 5

	T_c	θ_D	λ	$N(0)$	价电子数
TiN	5.49	636	0.54	0.35—0.45	9
NbC	11.1	464—604	0.66	0.36	9
ZrN	10.0	515	0.67	0.34	9
TaC	10.35	489	0.72	0.40	9
HfN	8.83	421	0.69	0.34	9
MoC _{0.67}	12.2	620	0.67	0.53	10
NbN	16.8	307—331	1.01	0.42—0.48	10

五、结构不稳定性问题

为了说明 NbC 等材料软化后不发生结构崩溃, 颗粒仍维持 NaCl 结构, 我们先介绍过渡族 C, N 化合物中出现反常的“软模”区域的问题。

中子散射实验^[25]已经揭示了超导的过渡族碳化物色散关系中出现了反常的“软模”区

域. 反之, 在非超导的 IV 过渡族碳化物中 (例如 TiC, ZrC, HfC) 就没有这种反常 (见图 4).

通过相应的超导-非超导化合物的晶格比热的微分分析, 可以确定“软模”区域的平均频率^[26]. NbC (或 TaC 等) 与 ZrC (或 HfC 等) 的晶格比热之差 Δc_g , 能被近似地表达成一个爱因斯坦项.

$$\Delta c_g = c_g(\text{NbC}) - c_g(\text{ZrC}) \cong 3Rm \frac{y}{\sinhy} = \frac{3Rm\theta_E^2}{T^2} \cdot \frac{e^{\theta_E/T}}{(e^{\theta_E/T} - 1)^2},$$

式中 $y = \theta_E/2T$, θ_E 为爱因斯坦温度, m 为权重因子, 近似地表示反常的“软模”区域中声频方式的百分数. 爱因斯坦温度 θ_E 和布里渊区 L 点近邻反常的横声频声子的平均频率对应的很好. Weber^[27] 等人利用双壳模型进行计算, 已经把这个反常“软模”归因于在布里渊区的一定区域内, 电子极化率的共振式的增加. 它是金属化 d 电子的部分填充带所产生的. 计算得到的声子反常与实验符合很好.

1977 年 Weber 和 Roedhammer^[28] 等人完整地研究了 $\text{NbC}_x \text{N}_{1-x}$ 系统的声子反常与 c 浓度 x 的关系. 发现“软模”区域的位置可以有大范围内的移动, 并和 λ 的增加、 T_c 的增加的趋势是平行的 (见图 5). 有人^[29]已经在这种系统的材料中得到 T_c 等于 19.9 K 的最高温度.

以上大量的实验提供强有力的证据说明, 全部高 T_c 的、 NaCl 结构的过渡族 C, N 化合物均显示有明显的声子反常. 反常声子的平均频率在广阔的位置上直到很接近泛函极值位置, 一直保持 NaCl 结构.

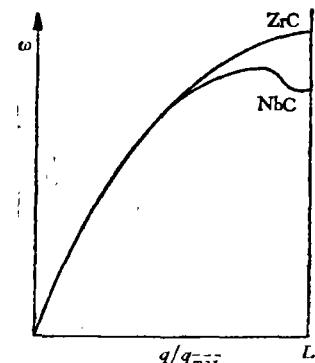


图 4

当把声子反常和高 T_c 的出现联系起来的时候, 发现了从非超导的情形变到超导的情形, 不能只归因于声子反常. 还必须考虑 Hopfield 参数 η 的变化.

1973 年 Weber 等人在计算 NaCl 结构过渡族 C, N 化合物声子谱的基础上, 像 McMillan 一样, 假设 α^2 与 ω 无关, 利用 $F(\omega)$ 求出 $\langle \omega^2 \rangle$, 再利用 McMillan 的 T_c 公式, 反解出 λ , 代入

$$\eta = \lambda M \langle \omega^2 \rangle.$$

得到的结果是 η 并非像 McMillan 推论中归纳的那样, 认为 η 是常数. 在过渡族 C, N 这类化合物中 η 不是常数, 而是有相当大的变化 (见表 6), 大约变化 2—2.5 倍.

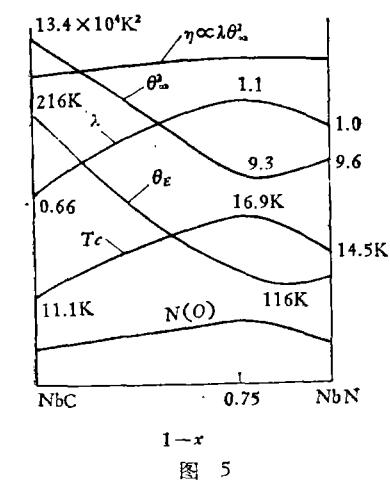


图 5

附带说一句, 1975 年 Allen-Dynes 正是以 Weber 的工作为基础, 提出了与 McMillan 的不同看法, 改进了 T_c 公式, 强调 η 因子变化的重要性.

Weber 当时就从理论上对 η 的变化做了说明. 他明确指出, 超导过渡族 C 化合物 η 的增加是来源于与声子反常的同一本质. 即均产生于强的 d-d 带的贡献. 按 Hopfield 相

似的方法,得出一个 λ 的分解因式

$$\lambda \cong \frac{\text{const} + \langle I^2 \rangle_{d-d} N(0)}{M \langle \omega^2 \rangle}.$$

表 6.

	T_c (K)	$N(0)$	$N(0)\langle I^2 \rangle = \eta$	θ_D	M (过渡族)
ZrC	<0.05	0.14	4.2	491	91.22
HfC	<0.05	0.14	4.6	436	178.49
NbC	11.1	0.4	8.3	464—604	92.9
TaC	10.35	0.4	8.6	489	180.9

因为 $\langle \omega^2 \rangle$ 项不足以提供 λ 的成倍的增加。要求 $N(0)\langle I^2 \rangle$ 成倍增加, d-d 带相互作用是很强的。

这就是说,如果着重于研究非超导与超导材料的差别问题,必须强调 η 的变化。但是 Weber 的工作中还包含有一个被忽视了的重要方面:如果只局限在高 T_c 超导材料的范围内,就会发现这些高 T_c 材料其 T_c 的不同可完全归因于声子反常频率位置的不同。同时, η 则基本不变。上表列出的数据就是代表。1977 年 Roedhammer 关于 Nb—C—N 的研究工作,同样证实 T_c 的变化,主要决定于横声子的软化(见图 5),如图所示 η 基本不变。

总上所述,从晶格比热的微分分析说明高 T_c 的过渡族 C, N 化合物有类似的声子谱结构,它们均有“软模”区域出现。即使“软模”区域接近到泛函导数极值所在频率附近,仍保持稳定的 NaCl 结构。同时,在保持 η 基本不变的情况下,通过软模声子的软化,出现了 T_c 的大幅度增加。

因之,不难得出结论,如果将 NbC, NbN 等做成颗粒之后,在直径为 500—100 Å 左右时,可以仍然保持 NaCl 结构,类似的实验已经说明了这点^[30]。但是在表面上将出现高度的畸变或说出现无序,这与保持 NaCl 结构并不矛盾。因为所谓的无序是指长程无序,短程是有序的。即使对于非晶态,其通常的判据也是其有序范围小于 15 Å。制成颗粒之后在表面上是会发生有规律的扭曲或畸变的。其范围将比通常的晶界宽得多,但是表面上绝对不是绝然的非晶态。从理论上可推测,在颗粒内部是 NaCl 结构,而表面上发生在 NaCl 结构基础上出现逐次向表面扩展的畸变,越接近外表面畸变越大。这个推测是允许的。当然目前还没有直接的实验证明。但间接的实验数据允许做这样的假设。

由于表面效应,可以大幅度提高 T_c 。同时颗粒结构除表面畸变外仍维持 NaCl 结构而不崩溃。据此,粗略估计,其 T_c 可以提高到高于 20 K。

除 NbC 外,大部分过渡族 C, N 化合物虽然没有 $\omega^2 F(\omega)$ 的实验数据,但从表 5 中列出的 θ_D , T_c 及 λ 的数据可以看出,它们是有软化潜力的。 $N(0)$ 值也不高。所以可以预期,将它们做成颗粒状后,可以提高 T_c ,特别是 MoC_{0.67} 有可能提高更多些。

六、结 束 语

尺寸效应到目前为止仍不失为探索高 T_c 超导体的一个非常重要的途径。

尺寸效应对超导性的影响应该是完全在 $\alpha^2 F$ 的变化上。 $\alpha^2 F$ 整体的提高当然有利于 T_c 。鉴于目前 $\alpha^2 F$ 的实验结果很少, 而理论计算上并没有解决好。特别是对于无序或畸变的情况更是没有解决。所以还要从 $F(\omega)$ 或其它统计参量如比热等数据来分析大概方向。

从泛函导数 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 与 $\alpha^2 F$ 的相对位置来判断软化或硬化的前景, 而由于 $\alpha^2 F$ 和 $F(\omega)$ 的峰值有一定的相似性, 在没有 $\alpha^2 F$ 时也可以从 $2\pi T_c$ 与 $F(\omega)$ 的峰值相比较, 把材料分为“软化”可能提高 T_c 和非软化两类。

表面或界面由于声子失配, 表面或交界处破坏了周期性, 晶格将发生软化。所以要在小尺寸下可以提高 T_c 者, 首先在“软化”类中去找。

从对 NbC, N 化合物的分析上, 可以认为 NbC 或 NbN 在做成小颗粒之后 T_c 肯定可以上升, 最高可达 20 K 左右或者更高。

参 考 文 献

- [1] R. Hilsch, In "Non Crystalline Solid" (V. D. Frenchetls Ed.) (1958), p. 348.
- [2] B. Abeles, R. W. Cohen et al., *Phys. Rev. Lett.*, **18** (1967), 902.
- [3] N. V. Zavaritskii, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, **82** (1952), 229.
- [4] J. E. Rowe et al., *Phys. Rev. Lett.*, **32** (1974), 421; *ibid.*, **33** (1974), 1335.
- [5] 赵忠贤、刘福绥、韩汝珊, 物理学报, **28** (1979), 222.
- [6] K. Knorr, N. Barth, *S. S. C.*, **8** (1970), 1085.
- [7] N. V. Zavaritskii, *Sov. Phys. J. E. T. P.*, **30** (1970), 412.
- [8] F. R. Gamble et al., *Phys. Rev.*, **28** (1968), 25.
- [9] J. W. Garland et al., *Phys. Rev. Lett.*, **21** (1968), 1315.
- [10] M. Strongin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **21** (1968), 1320.
- [11] B. Abeles, In "Applied Solid State Science" Ed. Wulfe (1976), p. 85.
- [12] K. H. Rieder, *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975), 148.
- [13] M. Strongin, in "Superconductivity in d-and f- Band Metals", No. 4 (1972), 223.
- [14] J. M. Dickey, A. Parskin, *Phys. Rev. Lett.*, **21** (1968), 1441.
- [15] J. Bolz, F. Pobell, *Z. Physik* **B20** (1975), 95.
- [16] G. Bergmann, *Phys. Rev.*, **B3** (1971), 3797.
- [17] S. Ewert, *Z. Physik*, **237** (1970), 47.
- [18] D. H. Ginsberg, *Phys. Rev.*, **138A** (1965), 1409; *Phys. Rev.*, **136A** (1964), 1167.
- [19] H. Takayama, *J. Physique*, **5** (1974), C4—299.
- [20] P. B. Allen, R. C. Dynes, *Phys. Rev.*, **B12** (1975), 905.
- [21] S. G. Louie, M. L. Cohen, *Solid State Communication*, **22** (1977), 1.
- [22] 吴杭生、蔡建华等, 物理学报, **26** (1977), 509.
- [23] G. Bergmann, D. Rainer, *Zs. f. Physik*, **263** (1974), 59.
- [24] J. Geerk et al., *LT14*, **2** (1975), 411.
- [25] H. G. Smith et al., *Phys. Rev. Lett.*, **25** (1970), 1611.
- [26] P. Roedhammer et al., *Solid State Commun.*, **16** (1975), 1205.
- [27] W. Weber, *Phys. Rev.*, **B8** (1973), 5082; *Phys. Rev.*, **B8** (1973), 5093.
- [28] P. Roedhammer, E. Gmelin, W. Weber et al., *Phys. Rev.*, **B15** (1977), 711.
- [29] J. M. Leger, *J. Low. Temper. Phys.*, **14 3/4** (1974), 297.
- [30] 永田明彦, 金属, **No 2** (1978), 65.

DISCUSSION ON ENHANCEMENT OF THE CRITICAL TEMPERATURE T_c OF SMALL PARTICLES OF NbC AND NbN

HAN RU-SHAN LIU FU-SUI

(*Department of Physics, Peking University*)

ZHAO ZHONG-XIAN

(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The present paper has given an analysis of surface effect on the phonon spectrum and electronic state density of NbC, NbN. We predict that the T_c of small particles of NbC and NbN would be enhanced. The $T_{c\max}$ could be higher than 20 K.