

非晶态超导性

刘福绥 韩汝珊
(北京大学物理系)

赵忠贤
(中国科学院物理研究所)

超导性研究中值得注意以及须要解决的一些理论和实验方面的问题。

一、引言

Buckel 和 Hilsch 于 1954 年发表了他们对非晶态超导性所作的系统的研究工作^[1]。最近十几年不断发现许多非晶态材料超导临界温度比相应的结晶态材料有很大提高,其超导性也有一些新的特点,因此受到应用和基础研究方面的重视。至今已经发表了不少理论和实验研究工作,同时也提出不少问题,有待进一步从固体和超导性的理论以及实验方面进行研究。

本文中先介绍非晶态简单金属超导性的特点。超导性起因于电子声子相互作用,因此为了理解非晶态超导性的特点,在第三部分分析非晶态电声子相互作用,在第四节部分综述非晶态过渡金属超导性的特点,第五部分简述复合粒子超导体表面壳层原子无序的理论和实验结果,最后在结束语中,我们提出一些在非晶态

二、非晶态简单金属超导性

Buckel 和 Hilsch 等人把 Bi 蒸气冷凝到液氮温度的冷底板上,得到了非晶态 Bi 膜。这种方法称为冷底板法或汽相淬火法。用这种方法也容易得到 Ga 的非晶态薄膜。其它金属,如 Pb, Sn, In, Tl 等,则要用渗杂 10—20% 的第二种组元得到非晶态结构。上述金属除 Pb 外,其非晶态的临界温度 T_c 都比相应的晶态的 T_c 有较大的提高(见表 1)。

在表 1 中还同时列出了能隙 $\Delta(0)$ 、比值 $2\Delta(0)/kT_c$ 、电声子耦合参数 λ 等描写超导性的重要参量。 λ 值增加是表 1 中所列材料的共同特点,它反应了非晶态电声子相互作用的特殊性(见第三部分), λ 值增加表明表中所列的

表 1 晶态和非晶态的临界温度、能隙、电声子耦合参数^[2]

非晶态	$T_c(K)$	$2\Delta(0)(MeV)$	$\frac{2\Delta(0)}{kT_c}$	λ	晶态	$T_c(K)$	λ
Bi	6.1	2.42	4.60	2.2—2.46	Bi		
Ga	8.4	3.32	4.60	1.94—2.25	Ga	1.09	1.62
$Sn_{0.9}Cu_{0.1}$	6.76	2.60	4.46	1.84	Sn	3.72	0.72
$Pb_{0.9}Cu_{0.1}$	6.5	2.66	4.75	2.0	Pb	7.19	1.55
$Pb_{0.75}Cu_{0.25}$	6.9	2.96	4.98	2.76			
$In_{0.8}Sb_{0.2}$	5.6	2.17	4.40	1.69	In	3.40	0.805
$Tl_{0.9}Te_{0.1}$	4.2	1.67	4.6	1.70	Tl	2.39	1.2
$Pb_{0.75}Bi_{0.25}$	6.9	2.13	4.98	2.76			

非晶态材料多是强耦合超导体。

对于弱耦合超导体,BCS 理论给出 $2\Delta(0)/kT_c \approx 3.5$,对于强耦合超导体, Eliashberg 理论给出 $2\Delta(0)/kT_c \approx 4.5$. 上述所列的非晶态材料的 $2\Delta(0)/kT_c$ 数值在 4.5 左右,这一点也辅助说明它们是强耦合超导体。

金属 Be 在一般条件下未发现超导性,但用冷基板法制取的 Be 膜,其转变温度约达 8 K^[3],通常认为它是非晶态结构,但是也有一些实验事实,如正霍耳效应等,表明也可能是微晶结构^[4,5]。

按照强耦合理论, Eliashberg 函数 $\alpha^2F(\omega)$ 决定超导体的热力学性质。 α 代表电声子作用矩阵元在费米面上的平均值, $F(\omega)$ 代表声子态密度^[6]。研究 $\alpha^2F(\omega)$ 从晶态到非晶态的变化,对了解非晶态超导特性很有帮助。图 1 给出晶态 Pb、微晶 Pb 及非晶态 Pb 的 α^2F 曲线。这些曲线是用单粒子隧道法测得的^[7]。结晶态曲线的两个峰相应于横声子和纵声子。非晶态的谱较平,特别是低频端升高,这两个特点是非晶态材料共同的。按定义, $\lambda = 2 \int \alpha^2F(\omega)d\omega/\omega$ 可见 $\alpha^2F(\omega)$ 的低频端对 λ 的贡献权重重大。这是非晶态材料 λ 值增大的主要原因。

这里附带说明一下, $\alpha^2F(\omega)$ 不只是决定材料的超导性,从它也可以得到正常态的许多信息。强的电声子作用引起电子有效质量和电子态密度的加强。加强因子是 $(1 + \lambda)$ 。表 1 中所列举的若干种非晶态材料的 λ 值大约为 2。这意味着正常的性质也要发生大的变化,因为

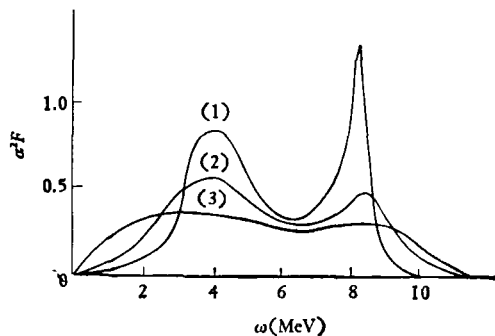


图 1

(1) 晶态 Pb; (2) 微晶 Pb; (3) 非晶态 Pb(Pb_{0.9}Cu_{0.1}) 的 Eliashberg 函数曲线

电子有效质量和电子态密度的因子增加了。

三、非晶态电声子相互作用

Eliashberg 函数 $\alpha^2F(\omega)$ 低频端升高是非晶态的显著特点。升高的这一部分是由声子谱贡献的? 还是平均电声子相互作用矩阵元贡献的? 为了回答这个问题, Bolz 和 Pobell^[8] 用晶态和非晶态 Sn 作了实验,结果如表 2 所示。

表 2 非晶态和晶态 Sn 的 $\int \alpha^2F(\omega)d\omega/\omega$ 和 $\int F(\omega)d\omega/\omega$ 的比较

Sn	$\int \alpha^2F(\omega)d\omega/\omega$	$\int F(\omega)d\omega/\omega$
非晶态	0.9	$0.139 \pm 0.006 (\text{MeV})^{-1}$
晶态	0.35	$0.128 \pm 0.006 (\text{MeV})^{-1}$

从表 2 可见晶态和非晶态的 $\int F(\omega)d\omega/\omega$ 值相差较小,而 $\int \alpha^2F(\omega)d\omega/\omega$ 数值上相差因子 2.6,因此可判断非晶态 $\alpha^2F(\omega)$ 的变化主要来自电声子相互作用的变化。

从微观理论的角度严格处理非晶态电子声子相互作用,目前还是没有完成的困难的工作。这主要是由于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 等曾在假定无序金属声子谱不变的情况下,得到 $\alpha^2F(\omega)$ 低频端由于非晶态电声子作用而升高的结论,并且和实验符合较好^[9]。他们的工作很有启发性,在这里做简要介绍。

Bergmann 假设无序金属中原子偏离周期点阵格点位置 r_j^0 之后的位置是 $r_j = r_j^0 + \delta r_j^0$, 并设此无序偏离服从高斯分布

$$\exp[-(\delta r_j)^2/2\delta^2]. \quad (1)$$

Bergmann 还假设无序金属的势是刚性的,并且和原子的排列无关,用自由电子波函数计算哈密顿量矩阵元,得出

$$V_{k'k} = v_{k'k} \sum_j \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{r}_j], \quad (2)$$

求出矩阵元平方,并按高斯分布(1)求平均,得

出

$$|V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}|^2 = |v_{\mathbf{k}'-\mathbf{k}}|^2 \{L^2 \exp[-(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 \delta^2] \delta_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'} \cdot \mathbf{g}_n + L[1 - \exp[-(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 \delta^2]]\}, \quad (3)$$

其中 \mathbf{g}_n 倒格矢, L 单位体积中原子数. 引入晶格振动, 可得到电声子相互作用矩阵元 $\mathbf{g}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}\mathbf{q}\lambda}$ 的绝对值平方为

$$|\mathbf{g}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}\mathbf{q}\lambda}|^2 = |v_{\mathbf{k}'-\mathbf{k}}|^2 \cdot |\mathbf{e}_{\mathbf{q}\lambda}| \cdot |\mathbf{k}-\mathbf{k}'|^2 \cdot \cos[\mathbf{e}_{\mathbf{q}\lambda} \cdot (\mathbf{k}-\mathbf{k}')] \cdot \{L^2 \exp[-(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 \delta^2] \delta_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'} - \mathbf{q} \cdot \mathbf{g}_n + L[1 - \exp[-(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 \delta^2]]\}, \quad (4)$$

其中 $\mathbf{e}_{\mathbf{q}\lambda}$ 声子极化矢量, 从 (4) 式可见, 相应于周期点阵的电声子过程多出了下降因子.

$\exp[-(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 \delta^2]$, 这意味着通常的 N 过程、 U 过程减弱, 和周期点阵相比, (4) 式还多出一项, 称之为赝 U 过程, 其特点是动量不守恒. 非晶态的上述特点也不难从物理分析上得到. 入射到无序点阵的电子波(波矢 \mathbf{k}) 在格点上散射, 和周期点阵情形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 $\mathbf{k} + \mathbf{g}_n$, 而是各方向都有散射的电子波, 这就使得相应于晶态的 N 、 U 过程减弱, 散射到各方向的电子的波矢 \mathbf{k}' , 不管是吸收声子 \mathbf{q} , 还是放出声子 \mathbf{q} , 都有 $\mathbf{k}' + \mathbf{q} \approx \mathbf{k}$ 或 $\mathbf{k} + \mathbf{g}_n$, 即动量不守恒. 在非晶态中允许电声子相互作用动量不守恒, 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. 这一点可用图 2 形象地表示出来. 一个能量 E_1 、动量 \mathbf{k}_1 的电子, 放

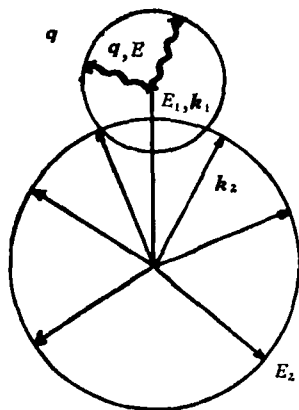


图 2 动量不守恒情况下的电声子跃迁过程

出能量 $E = E_1 - E_2$ 的声子, 跃迁到能量为 E_2 的态, 如果过程只要求能量守恒, 则末声子态只要在能量为 E_1 的声子等能球面上, 末电子态只要在能量为 E_2 的电子等能球面上即可; 如果还要求满足动量守恒, 那么只有两个球的交叉线上允许末声子态和末电子态占据, 这大大限制了电声子过程的相空间. 如果电声子过程动量不守恒, 末态受限制很小, 只要在两个球面上就可以, 电声子过程跃迁几率变大, 使得 $\alpha^2 F(\omega)$ 有变化, 经过计算可知无序金属 $\alpha^2 F(\omega)$ 的低频端随能量线性增加, 具体表达式为

$$\alpha^2 F(\omega) = \frac{n\hbar}{4\pi L M m_0} \cdot \frac{1}{c_{tr}} \cdot \frac{1}{l_{tr}} \cdot \omega \quad (5)$$

其中 $\omega \lesssim \omega_{\max}/10$, m_0 电子质量, n 电子数密度, c_{tr} 横声速, l_{tr} 输运平均自由程. 公式 (5) 得到实验证实^[10]. 在有些文献中常设 α^2 和 ω 无关, 按照 [9] 的工作可见是不妥当的. 在非晶态中, 声子谱的低频端也是提高的 (即声谱软化), 但是声子谱的低频端有 $F(\omega)$ 正比于 ω^2 其大小尚不足以说明 $\alpha^2 F(\omega)$ 在低频端的实验上已发现的升高, 只有考虑到电声子作用的改变才能说明.

以上 Bergmann 的工作^[9]证明了 $\alpha^2 F(\omega)$ 低频端升高的根源在于点阵无序, 即 $\alpha^2 F(\omega)$ 低频端的升高得到普遍的理论论证. 再根据 λ 的定义, 可知非晶态材料的 λ 值应升高. 但是电声子相互作用参数的变大, 是否一定导致临界温度 T_c 升高呢? 为了回答这个问题有必要了解 Bergmann 有关泛函导数 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 的研究工作^[11]. Bergmann 计算了 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F(\omega)$ 随 ω 的变化, 发现有几个和具体材料特殊性无关的共同特点, 这就是 $\omega = 0$ 时, $\delta T_c / \delta \alpha^2 F(\omega) = 0$; 在 $\omega = 2\pi k T_c$ 处, $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 达到极大值, 而且只有一个极大值; 当 ω 变大时, $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 缓慢的趋于零. 从 T_c 对 $\alpha^2 F(\omega)$ 的泛函导数的特点可以看出, 非晶态的 $\alpha^2 F$ 低频端升高能使 T_c 增加须满足如下的条件: (1) 要求相应的晶态材料的 $\alpha^2 F$ 存在着软化潜力, 即 Eliaschberg 函数峰值位置在其泛函导数极值的高频一侧; (2) 从晶态到非晶态不引起电子态密度的大幅度下

降,例如应排除掉 V, Nb, Ta 等过渡金属在非晶态时 T_c 下降的情形(详细分析见下一部分)。

从表 1 中所列的各种材料的 $\alpha^2F(\omega)$ 函数的特点,可知其中非晶态的 T_c 上升的情况,正是因为存在着软化潜力,而 Pb 晶态的 α^2F 峰值在 $2\pi kT_c$ 处,出现软化,则谱峰向左移,使此峰值偏离泛函导数的极值位置,从而 T_c 下降。

四、非晶态过渡金属超导性

近几年有不少实验工作测量了非晶态过渡金属和合金的临界温度,非晶态过渡元素的 T_c 列在表 3 中^[12,13]。

表 3 晶态和非晶态过渡金属的临界温度

金 属	晶态 T_c (K)	非晶态 T_c (K)
Ti	0.39	—
V	5.30	*
β -La	6.10	—
Zr	0.50	≈ 0.35
Nb	9.23	≈ 0.60
Mo	0.92	≈ 8.5
Tc	8.22	≈ 8.0
Ru	0.50	≤ 2.0
Hf	0.09	≤ 1.0
Ta	4.48	1.5—2.0
W	0.012	≈ 3.5
Re	1.70	≈ 7.5
Os	0.67	2.5—3.0
Ir	0.14	≤ 1.0

* 只报道 T_c 下降^[14]。

从表 3 中可以看出非晶态和相应的晶态的 T_c 相比,临界温度有升高的也有下降的。其中 Nb, Ta, V 的 T_c 下降较大,而 Mo, W, Re 的 T_c 上升较大,文献[14]提出了如下的解释:电声子耦合参数 λ 和费米面的电子态密度 $N(0)$ 成正比^[15],因而 $N(0)$ 是影响 λ 的重要因素。如果晶态时,费米面恰好在态密度-能量曲线的峰值或谷值处,则相应非晶态的 $N(0)$ 将有很大的不同。这是由于电子平均自由程 l 减小,费米面附近能带结构的细节将被“抹平”。对此可用测不准关系说明。设自由程 $l=10 \text{ \AA}$,费米速度 $v_f \approx 10^8 \text{ cm/sec}$,准粒子寿命可估算为 $\Delta t \approx l/v_f \approx$

10^{-13} sec ,代入测不准关系 $\Delta E \cdot \Delta t \approx h$,得出 $\Delta E \approx 1 \text{ eV}$,而费米面附近的态密度特征结构大约为 0.2 eV ,因此电子平均自由程的减小,引起了“抹平”,这使态密度曲线有很大变化,如果原来 $N(0)$ 处在峰值的位置,非晶态的 $N(0)$ 将上升,如果原来 $N(0)$ 恰好处在较平坦位置或居间位置,则“抹平”效应将不显著, Nb, Ta, V 的晶态 T_c 较高,正是依赖于它们的高电子态密度,相应于费米面位于电子态密度峰值处,非晶态的 T_c 下降就是由于 $N(0)$ 下降引起的, Mo, W, Ru 的非晶态 T_c 上升,则是由于“抹平”使 $N(0)$ 上升造成的。

文献[12]测量了大量非晶态 $4d$ 和 $5d$ 过渡金属合金的临界温度并且画出了临界温度 T_c 和每原子平均价电子数 e/a 的关系曲线。从图 3 可见 $5d$ 过渡金属合金只在 Re 的 e/a 值处有一个极大值,按照晶态时的 Matthias's 规则,这样的曲线应当在 $e/a = 4.6$ 和 6.5 处有两个极值,因而是两个峰,文献[12]给出的 $4d$ 过渡金属合金,在非晶态情况下也是只有一个峰,位置在 $e/a = 6$ 处。

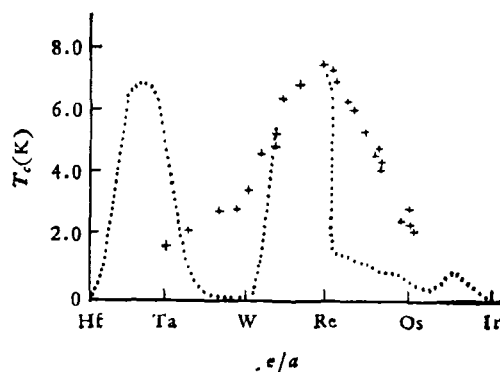


图 3 若干 $5d$ 合金 T_c 和 e/a 的关系
实验点+为非晶态^[11]; 虚线……为晶态

非晶态过渡金属元素及合金、化合物超导性还有其它的特点。特别是许多材料的 $2\Delta(0)/kT_c$ 值接近 BCS 弱耦合超导体的值,见表 4^[16]。

最近 Collver 和 Hammon 制备的过渡金属合金是用周期表中相离较远的元素配制的,发现 T_c 下降,并且 T_c 下降的程度和两种元素原子价之差有关^[17]。

表4 若干非晶态过渡金属的超导性有关参数

非晶态	T_c (K)	$\Delta(0)$ (MeV)	$2\Delta(0)/kT_c$
Nb ₃ Si	3.9	0.61	3.6
Nb ₃ Ge	3.6	0.55	3.5
Mo ₃₀ Re ₇₀	8.6	1.37	3.7
Mo _{1-x} N _x	8.3	1.30	3.6
Mo ₆₈ Si ₃₂	6.7	0.98	3.4
Nb	5.57	0.87	3.63

五、复合粒子超导性

近十年来对复合粒子超导体也有许多实验和理论研究,有关的总结性文献可见[18],复合粒子系下列各类型粒子的统称^[19]:在O₂气氛中蒸发某种金属,在底板上可得到该种金属的覆以氧化物的颗粒;在钢等基体中分散的超导颗粒;多孔物质中嵌以某种金属;自由表面的颗粒.

超导颗粒表面原子势和外部覆盖物的原子势不匹配及颗粒形状引起晶格畸变等许多因素都将引起表面原子对大块晶体内部周期点阵位置的无序偏离,这种无序偏离可使某些元素表面层原子具有近于非晶态的结构.又考虑到原子间作用力是近程的,因此无序表面层只有一定的厚度,对于元素只有5Å左右,这个物理分析也得到X光实验观察上的证实^[20,21],在表面层内还存在局域电子态和局域软模声子.我们根据以上的讨论,提出用壳层模型描写复合粒子的结构,即对于元素,我们假设复合粒子表面5Å厚度内原子无序,其 $\alpha^2F(\omega)$ 函数用非晶态的实验曲线;复合粒子内部仍是周期点阵结构,其 α^2F 函数用大块晶体的实验结果^[19],用文献[22]的不均匀超导体基本方程的微粒解,得到In, Sn, Pb等材料的复合粒子线度和临界温度的依赖关系,理论和实验数据符合较好.表明在复合粒子超导体的表面确实存在和内部性质不同的壳层,在表面壳层内原子位置高度无序.

六、结束语

在非晶态超导性的研究中,不论在实验上还是理论上都有许多没有解决的问题.

目前对有些材料的超导性作了测量,但是由于对非晶态材料的生成条件没有完全掌握,观察和分析非晶态结构的手段不充分,因而不能肯定已制成的材料是否是真正非晶态.用冷底板法制取的Be膜属于这种情况.其它如V、Mo元素用冷板法制取的膜,也因其霍耳系数是正的而不能肯定是非晶态结构.

对若干过渡金属在非晶态情形下的上临界场测量表明 dB_{c2}/dT 很大($\approx 50\text{kG/K}$)^[23]由电阻率换算出的电子自由程,在假设每个原子贡献一个自由电子的条件下,只有1—2Å.强耦合超导体的Eliashberg方程须要修改,以便考虑自由程短到1—2Å及电声子相互作用动量不守恒的影响.用单粒子隧道法测量 $\alpha^2F(\omega)$,在晶态情形是很成功的,但在非晶态情况,由于自由程减小,在隧道结两旁超导体中之取样层减小,因此对于测定非晶态 $\alpha^2F(\omega)$ 的精度也是值得怀疑的.

从固体理论的角度来看,非晶态的研究中也有许多问题,非晶态中电子、声子及其相互作用有待更好的处理,例如Bergmann在计算 $\alpha^2F(\omega)$ 函数形成时电子用平面波,而且只得出低频端的形成.

目前非晶态材料超导性的实验研究有大量工作要做,从已有的非晶态超导材料数目和晶态超导材料数目的比值不到1/30,这点来看,就不难了解了.

目前已发现的非晶态过渡金属合金,化合物超导性的特点大部分未得到满意的理论解释.例如文献[24]指出,文献[7]对曲线单峰的理论解释虽然表面上看来很符合实验,但实际上是巧合,因为文献[7]的基本出发点完全站不住,文献[7]假设从晶态到非晶态体积的变化和从固体到液体相变时的体积变化一样,而实验上和理论上都表明,至少在晶体结构是密堆情形下,体积变化比文献[7]的假设小很多.

考虑到非晶态材料中,和晶态不同,可推测不存在晶粒间界或长位错线及网络,因而涡旋线在非晶态超导体中运动相对地受到的障碍小,文献[24]提出可用于作涡旋的储存,粗略估

计每平方厘米可堆积 10^{11} 根涡旋线, 这要比已往讨论的 1000 \AA 磁泡的最大堆积密度高出两个数量级。

此外还值得注意的一点是非晶态也是研究包括超导材料在内的各种材料成相规律以及界面超导性的一种手段。

总之, 为了研究非晶态超导机制和推动超导理论发展, 以及研究更大的提高非晶态超导体 T_c , I_c , H_c 的可能性, 目前还有许多实验上和理论上的工作要做。甚至, 对于“非晶态”的判断也应当结合结构, 物理性质给予明确的结论。

参 考 文 献

[1] W. Buckel, R. Hilsch, *Z. Physik*, **138**(1954), 109.
 [2] G. Bergmann, *Phys. Rev.*, **27c**(1976), 161.
 [3] R. Glover, S. Moser, F. Bauman, *J. Low Tem. Phys.*, **5**(1971), 519.
 [4] A. Comberg, J. Ewert, H. Wnhl, *Z. Physik*, **B20**(1975), 13.
 [5] K. Yoshihiyo, R. Glover, Proc. 13th. Inter. Conf. of Low. Tem. Phys., **3**(1972), 527.
 [6] D. Scalapino, J. Schrieffer, J. Wilkins, *Phys. Rev.*, **148**(1966), 263.
 [7] K. Knorr, N. Barth, *J. Low Tem. Phys.*, **4**

(1971), 469.
 [8] J. Bolz, F. Pobell, *Z. Physik*, **B20**(1975), 95.
 [9] G. Bergmann, *Phys. Rev.*, **B3**(1971), 3797.
 [10] H. Takayama, *J. Physique*, **5-C4**(1974), 299.
 [11] G. Bergmann, D. Rainer *Z. Phys.*, **263**(1973), 59.
 [12] M. Collver, R. Hammond, *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973), 92.
 [13] G. Kerker, K. Bennemann, *Z. Physik*, **264**(1973), 15.
 [14] M. Strongin, "Superconductivity in d-and f-band Metals", ed. by D. Douglass, (1972), 233.
 [15] W. McMillan, *Phys. Rev.*, **167**(1968), 331.
 [16] C. Jsuai, W. Johson, Rlabowitz, J. Viggiano, *Solid State Com.*, **24**(1977), 615.
 [17] L. Collver, K. Hammond, *Solid State Com.*, **22**(1977), 55.
 [18] B. Abeles, "Applied Solid State Science", ed. by R. Wulfe, **6**(1976), 83.
 [19] 赵志贤, 刘福绥, 韩汝珊, 物理学报, **28** (1979), 222.
 [20] J. Rowe, H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.*, **32**(1974), 421.
 [21] J. Rowe, M. Traum, N. Smith, *Phys. Rev. Lett.*, **33**(1974), 1335.
 [22] 刘福绥, 物理学报, **27** (1978), 569.
 [23] F. Kuz'menko, V. Lazarev, V. MeL'nikov, A. Sudovtsov, *Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz.*, **67**(1974), 801.
 [24] P. Chaudhari, D. Turnbull, *Science*, **199**(1978), 11.

非晶态硅与太阳能电池

陈光华 王印月

(兰州大学)

一、引 言

五十年代末, 人们就开始研究非晶态固体的微观结构和电子状态, 开创了以非晶态为研究对象的固体物理的新领域。非晶态固体是凝聚态物质的一种。这个领域同国民经济以及科学技术的发展极为密切。如非晶态半导体, 它的研究成果将在固体电子理论、存储器、现代无线电装置、复印机、光通讯、太阳能转换等方面

产生重大影响。目前非晶态半导体还是一门年轻的学科, 还处于晶态半导体四十至五十年代时的发展状况^[1], 在许多方面还是刚刚开始, 还需要进一步地探讨和研究。本文着重介绍近几年来在研究非晶态硅方面所取得的新成果, 并且已用这种新材料作成了光-电转换效率为 5.5% 的太阳能电池。若转换效率能提高到 10%, 就可达到实用阶段, 而且成为一种廉价的太阳能电池。这将为太阳能的利用开辟了一个新的领域。