

ら non-magnetic の境界附近にある場合が多いが、大体、Friedel の magnetic の条件が成立する。

host metal として S_n , S_b を用い、帯磁率、熱起電力の値から、v. b. s. の形を決めた。又、電気抵抗の測定値と Friedel sum rule とから^{6), 7)} v. b. s. にある局在電子の数を求めた。

参 考 文 献

- 1) S. Umino ; Sci Rep. Tohoku Univ, 15 (1926) 597
- 2) Y. Nakagawa; J. Phys. Soc. Japan, 11 (1956) 853
- 3) G. Urbain and E. Ubelacker; Adv. in Phys. 16 (1967) 429
- 4) S. Tamaki; in preparation
- 5) S. Takeuchi et al; in preparation
- 6) S. Tamaki; J. Phys. Soc. Japan, 25 (1968) 379,
22 (1967) 865, 22 (1967) 1042
- 7) S. Tamaki; ibid ; to be published in No. 6. 25 (1968)

フェルミ面のボケに関する考察

東北大・金研 竹 内 栄
伊 藤 文 武

液体金属においては電気抵抗から求めた平均自由行路が平均原子間距離と同程度になるものが少なくない。このような場合、不確定性原理によってフェルミ波数 k_F にかんがりのボケを生ずるであろうことが予想される。このことは実際 H_g , B_i ^{1), 2)} については陽電子対消滅実験で確認されている。

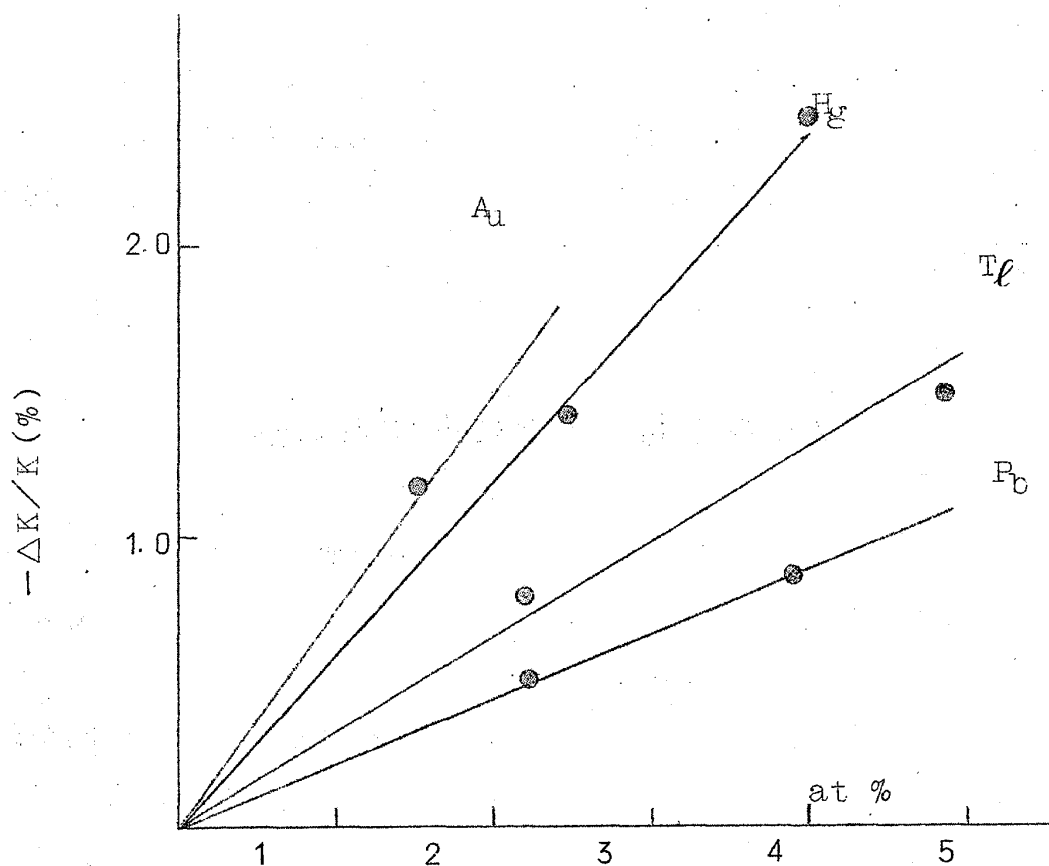
我々はこのようなボケの存在がイオン間ポテンシャル、伝導現象等の諸物性にどのように関連しているかを明らかにするため、今回は B_i^{209} の Knight shift の不純物元素による影響を調べて見た。(図1, 表1)

	P _c	T _l	H _g	A _u
ΔZ	-1	-2	-3	-4
$-\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial c}$	0.23	0.34	0.62	0.77

Table 1

Experimental data of $-\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial c}$

with valence difference ΔZ



Percentage change in solvent Knight shift with concentration for various liquid bismuth alloys

Fig 1

図からわかるように (1) $-\Delta K/K$ が添加元素の濃度に比例していること,
 (2) $-\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial c}$ が母金属と添加元素の価電子数の差に比例していることがわかる。
 この事実は伝導電子が本質的な役割を果たしていることを示している。我々は伝導電子を O. P. W. 近似で記述して、核の周りの分極を計算する公式³⁾を用いた。

$$\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial c} = \sum_{\ell=0}^{\infty} (A_{\ell} \sin^2 \eta_{\ell}(k_F) + B_{\ell} \sin 2 \eta_{\ell}(k_F))$$

ここで

$$A_{\ell} = (2\ell+1) \int_0^{\infty} \rho(\vec{r}) \{n_{\ell}^2(k_F r) - j_{\ell}^2(k_F r)\} d^3 \vec{r} \quad (2)$$

$$B_{\ell} = (2\ell+1) \int_0^{\infty} \rho(\vec{r}) n_{\ell}(k_F r) j_{\ell}(k_F r) d^3 \vec{r} \quad (3)$$

ただし $\rho(\vec{r})$: 動径分布函数⁴⁾
 n_{ℓ}, j_{ℓ} : 球 Bessel 函数

更に Friedel の和公式

$$\Delta Z = \frac{2}{\pi} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \eta_{\ell}(k_F) \quad (4)$$

を用いて、2種の位相 $\eta_{\ell}(k_F)$ を決定した。(表 2)

Table 2

	η_0	η_1	A	φ
Pb	-0.01	-0.51	0.073	-1.07
Tl	-0.39	-0.91	0.103	-0.57
Hg	-0.50	-1.40	0.136	-0.33
Au	—	—	—	—

B₁ - Pb においては S 波の影響は殆んどなく、p 波のみで遮断されるのに対して、原子価の差が大きくなるにつれて、S 波の割合が増加することがわか

る。ただし $B_i - Au$ の場合, (1) と (4) を満たす η_0, η_1 の解は存在しなかったが, この点は目下検討中である。

求まった η_0, η_1 を用いて Friedel の電荷密度の公式⁵⁾

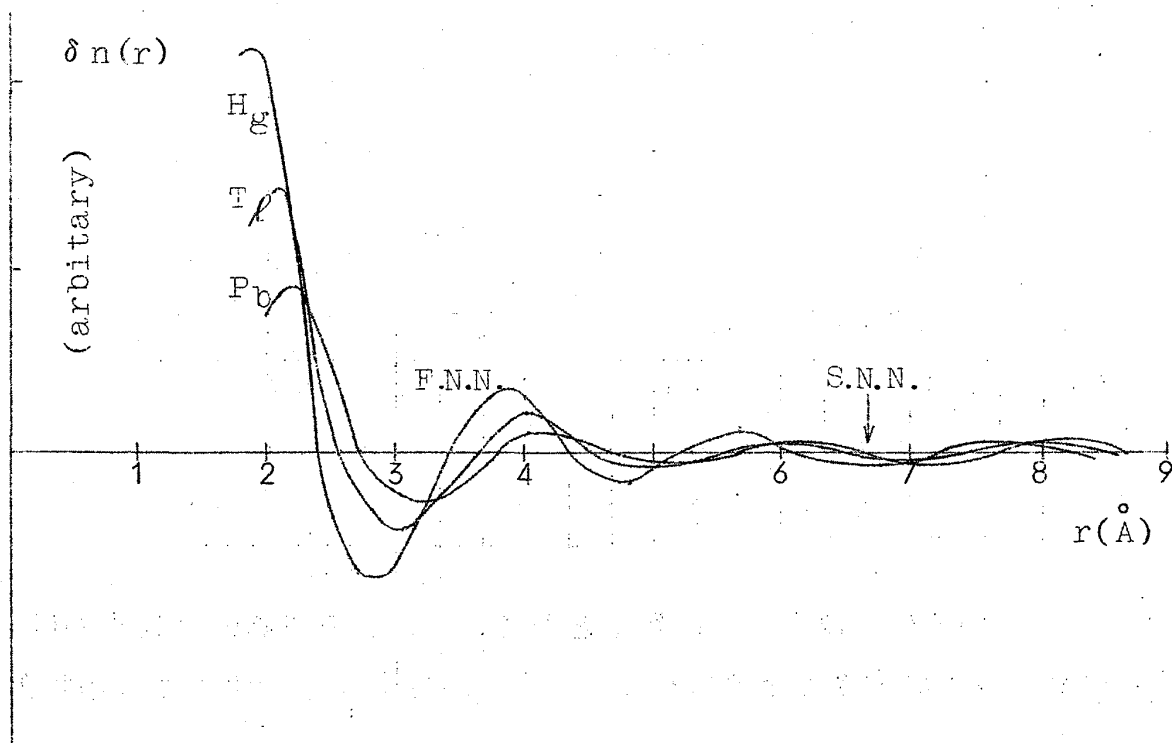
$$\delta n(r) = A \cos(2 k_F r + \varphi) / r^3 \quad (5)$$

ただし

$$A = \frac{1}{2\pi^2} \left(\left\{ \sum_{\ell} (2\ell+1) [-\sin \eta_{\ell} \cos(\eta_{\ell} - \ell\pi)] \right\}^2 + \left\{ \sum_{\ell} (2\ell+1) [-\sin \eta_{\ell} \sin(\eta_{\ell} - \ell\pi)] \right\}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{\sum_{\ell} (2\ell+1) \sin \eta_{\ell} \cos(\eta_{\ell} - \ell\pi)}{\sum_{\ell} (2\ell+1) \sin \eta_{\ell} \sin(\eta_{\ell} - \ell\pi)} \quad (7)$$

を用いて計算した結果が表2及び図2に示してある。図2において, B_i 元素の最近位置及び第2近接位置が $\delta n(r)$ の負の領域に対応することがわかる。これは Knight shift の変化率 $\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial c}$ が負であることと定性的に合致し, フェルミ面のボケが大きい B_i においても long rang Oscillation が残っている可能性⁶⁾を示唆している。



参 考 文 献

- 1) D.R. Gustafson, A.R. Mackintosh and D.J. Zaffarano ;
Phys. Rev, **130** (1963) 1455.
- 2) R.N. West, R.E. Borland, J.R.A. Cooper and N.E. Cusack
; Proc. Phys. Soc. **92** (1967) 195
- 3) A. Blandin and E. Daniel ; J. Phys. Chem. Solids
10 (1959) 126
- 4) P.C. Sharrah and G.P. Smith ; J. Chem. Phys.
21 (1953) 228
- 5) J. Friedel ; Philo. mag **43** (1952) 153
- 6) T. Gaskell and N.H. March : Phys. Lett. **7** (1963) 169

G_a 液体の過冷現象

東北大金研

竹 内 栄

鈴 木 謙 爾

植 村 治

液体金属の過冷状態の性質は、金属の融解凝固現象と密接に関連して、基礎的物性あるいは冶金学的応用いずれの立場からも極めて興味ある研究課題である。一般に金属液体を微細滴にすると容易に著しい過冷状態が実現することはよく知られている。^{1), 2)} したがって、微細滴試料を必要とする金属のNMRは過冷状態の研究手段として有利な方法であろう。 G_a (m. P. = 29.8°C) は bulk でも、もともと過冷しやすい金属として有名であるが、これを10ミクロン程度の粒径の微細滴にすると実になら -60°C 附近まで容易に過冷する。しかも奇妙なことに G_a の過冷液体は凝固させる温度に対応して結晶構造の異なった3種類の結晶 G_a (I), G_a (II) ならびに G_a (III) に夫々凝固する。^{3)~6)} 3種類の G_a 結晶の凝固温度範囲、結晶構造、密度を Table 1 に示す。本研究で