

植村泰忠

のはまことに残念であります。“理論や”の好みからすれば、格子不整のポテンシャルなどからは、MOSにくらべてはるかに自由なHe表面電子系で、是非とも実験的手がかりがほしいのにも拘らず、現在のところ、そちらからは？つきの現象すら示されていないのも皮肉なことです。もっとも“理論や”にとって単純な系は、実験家にとっては手強い系であるという例はよくあることですが。この系についても、われわれの眼や頭がB. T. L.ではなく、身近かな実験室の成果にむけられるようになる日の一日も早いことを期待したいと思います。

### InAs 表面反転層の超伝導

学習院大理 川路紳治  
三木新一郎  
木下貴雄

InAs は禁止帯巾  $E_G = 0.43 \text{ eV}$  (4.2K), 誘電率  $\kappa = 14.3$ , 伝導帯の実効質量  $m^* \geq 0.025 m_0$  (フェルミ・エネルギーとともに増大して  $1 m_0$  以上にもなる) などの性質を持つ半導体である。この半導体の p 型結晶の空气中劈開面の低温における電気抵抗と磁気抵抗に異常が観測されたのは 1968 年のことである。同様の現象は、陽極酸化面や  $\text{SiO}_2$  で被覆された表面でも見ることが出来る。その代表例として、 $\text{SiO}_2$  被覆表面の抵抗率の温度変化を図 1 に示す。

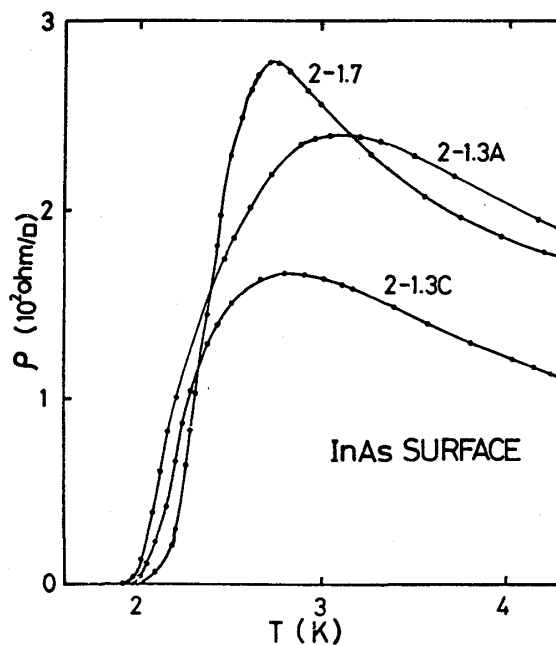


図 1 表面抵抗率の温度変化<sup>1)</sup>

この異常伝導は、

- (1) 抵抗値が p 型 InAs バルクの値の  $10^3$  倍も大きいことから表面現象であり、
- (2) 磁気抵抗から評価される正常伝導状態の電子移動度 ( $10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{S}$ ) が金属薄膜に比べて大きいこと
- (3) 異常伝導の転移点が  $I_n$  薄膜の超伝導転移点 3.4 K ならびに Sn (n 型表面層に対する電極として使用している) の転移点 3.7 K に比べて低いこと

などの理由から InAs の表面 n 型反転層の現象であると考えられる。

この異常伝導が超伝導であるとして、厚さ  $d$  が GL コヒーレンス長さ  $\xi(T)$  に比べて十分小さく (2次元超伝導)、且つ、電子の平均自由行程  $l$  が GL コヒーレンス長さ  $\xi_0$  に比べて小さい (汚れた金属) 極限で金属薄膜の性質をよく説明しているゆらぎの理論の結果を借用して実験データを解析し、一応、合理的な値を得た。<sup>1)</sup> その結果が表 1 である。ここで、 $\xi_E(0)/T_c$  は抵抗の電場依存から求めた  $\xi(0)/T_c$ 、 $\xi_H(0)$  は磁場依存 (垂直磁場) から求めた  $\xi(0)$ 、また、 $T_c$ 、 $G'_0$  ならびに  $(m^*/m_0) \xi^2(0)$  は抵抗の温度変化から求めた値である。

表 1. InAs 表面の超伝導の諸量<sup>1)</sup>

試料		2-1.7	2-1.3A
$\xi_E(0)/T_c$	( $\text{\AA}/\text{K}$ )	$82 \pm 13$	$80 \pm 15$
$\xi_H(0)$	( $\text{\AA}$ )	$180 \pm 60$	$170 \pm 60$
$T_c$	(K)	$2.65 \pm 0.15$	$2.80 \pm 0.10$
$\epsilon'_0$	( $10^{-2}$ )	$4.43 \pm 0.48$	$8.37 \pm 0.57$
$(m^*/m_0) \xi^2(0)$	( $\text{\AA}^2$ )	$1250 \pm 750$	$1410 \pm 590$
$\rho_{1N}$	( $10^3 \text{ ohm}/\square$ )	$2.11 \pm 0.23$	$3.99 \pm 0.27$
$\xi(0)$	( $\text{\AA}$ )	$217 \pm 33$	$224 \pm 44$
$m^*/m_0$		$0.027^{+0.038}_{-0.019}$	$0.028^{+0.036}_{-0.018}$

表面反転層の伝導電子は表面に垂直方向の運動が量子化されている。2次元サブバンドの底のエネルギー間隔は  $m^{*-1/3}$  に比例するのに対して、2次元の状態密度は  $m^*$  に比例するから、InAs の n 型反転層のように  $m^*$  の小さな電子の反転層では、フェルミ・エネルギーが高く、電子は多数のサブバンドに收容されることになる。しかし、この系では、フェルミ・エネルギーの増大とともに  $m^*$  も増大するから、フェルミ面における  $m^*$  は大きく、且つ、関係するサブバンドの数は2以上であるとしても、それほど沢山ではないと考えてよからう。そこで、正常状態の伝導電子が準2次元電子であるとしてさらに詳しく超伝導パラメーター、電子濃度などを多少の無理をしても評価してみる。実験データとして  $T_C = 2.7\text{K}$ ,  $\xi(0) = 220\text{\AA}$ , 電子移動度  $\mu = 1000\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{S}$  を用い、伝導度質量  $m_\sigma = 0.06m_0$  を仮定する。この  $m_\sigma$  は表1の  $m^*$  の上限である。

実験から表1の数値を求めるにあたって、正常状態で3次元の自由度を持つ伝導電子に対して導かれた理論を用いている。3次元電子ガスに対して導かれた表式をそのまま2次元電子ガスの場合に適用して求めた物理量を2次元電子ガスの物理量に読み直すためには、 $\xi(0)$ ,  $\xi_0$ ,  $\ell$ ,  $v_F$ ,  $k_F$ ,  $\lambda$  などの数値を  $\sqrt{2/3}$  倍すればよい。これから先も金属薄膜超伝導に対して導かれた表式を使って議論を進め、2次元ガスの量には添字2をつけて示す。

$\xi(0)$  と  $\mu$  の間には、次式

$$\xi^2(0) = 0.72 \xi_0 \ell \quad (1)$$

$$\xi_0 = 0.18 \hbar v_F / k_B T_C \quad (2)$$

$$\mu = e \ell / m_\sigma v_F \quad (3)$$

から、

$$\xi^2(0) = 0.13 (\hbar e / k_B T_C m_\sigma \mu) \ell^2 \quad (4)$$

の関係が導かれる。前記の数値を用い、 $\ell = 70\text{\AA}$  となる。この  $\ell$  を用い、式(1)から  $\xi_0 = 970\text{\AA}$ , 式(2)から  $v_F = 1.9 \times 10^7 \text{cm/s}$  が得られる。

状態密度質量を  $m_\ell$  とすると、

$$k_F = m_d v_F / \hbar \quad (5)$$

であるから、単位面積あたりの伝導電子数  $n_2$  は

$$n_2 = (2 k_F^2 / 3) / 2\pi \quad (6)$$

$$= m_d^2 v_F^2 / 3\pi \hbar^2 \quad (6a)$$

と表わされる。ところで、表1の  $\epsilon'_0$  は、 $T < T_c$  の領域の過剰伝導度の式 (Masker, Marcellia and Parks: Phys. Rev. **188** (1969) 745, Kajimura, Mikoshiba and Yamaji: Phys. Rev. Rev. B4 (1971) 209)

$$\sigma_{\text{MMP}}(T) = \frac{e^2}{16\hbar} \cdot \frac{\hbar^2}{2m^* k_B T \xi^2(0)} \cdot \exp\left(\frac{\epsilon T_c}{\epsilon'_0 T}\right) \quad (7)$$

から定めたもので、

$$\epsilon'_0 = \zeta \epsilon T_c / \alpha T \quad (8)$$

$$\alpha = \hbar^2 \epsilon / 2 m_\alpha \xi^2(0) \quad (9)$$

$$\zeta = \beta m_\zeta k_B T / \pi \hbar^2 \quad (10)$$

$$\beta = 1.02 \hbar^2 / n_2 m_\beta l^2 \quad (11)$$

$$\epsilon = |\log(T/T_c)| \quad (12)$$

の関係があるから、 $n_2$  の表式として、

$$n_2 = \frac{2.04 \times 0.13}{\pi} \cdot \frac{m_\alpha m_\zeta}{m_\beta m_\sigma} \cdot \frac{e}{\hbar} \cdot \frac{1}{\mu \epsilon'_0} \quad (13)$$

が導かれる。式(13)で、 $m_\alpha m_\zeta / m_\beta m_\sigma$  を1とすると、 $n_2 = 5.3 \times 10^{12} / \text{cm}^2$  となる。この  $n_2$  を式(6a)に用いると、 $m_\alpha = 0.43 m_0$  が得られ、式(5)から  $k_F = 7.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$  となる。

第2臨界磁場  $H_{C_2}(0)$  (この添字2は2次元系の意味ではない)は,

$$H_{C_2}(0) = \hbar c / 2\pi \xi^2(0) \quad (14)$$

により,  $H_{C_2} = 6.6 \times 10^3 \text{ Oe}$  が得られる。臨界磁場  $H_C$  は, 2次元状態密度を  $N_{F_2}$  として,

$$H_C(0) = (4\pi N_{F_2}/d)^{1/2} (3.5 k_B T_C/2) \quad (15)$$

のように表わされると考えてよからう。伝導層の厚さ  $d$  の数値は実効質量と関係して不確定要素を含んでいるが, 基底サブバンドの底のエネルギーを定める実効質量を  $0.06 m_0$  ととると, その波動関数の表面に垂直方向の広がりはおよそ  $50 \text{ \AA}$  となる。現実の  $d$  はこれより小さいであろうが,  $d = 50 \text{ \AA}$  として式 (15) から,  $H_C = 35 \text{ Oe}$  となる。この値を用いると, GL パラメーター  $\kappa$

$$\kappa = \lambda(0) / \xi(0) \quad (16)$$

は,

$$H_{C_2} = \sqrt{2} \kappa H_C \quad (17)$$

の関係から,  $\kappa = 130$  となり, 式 (16) を用い磁束侵入度  $\lambda(0)$  が,  $\lambda(0) = 2.3 \times 10^{-4} \text{ cm}$  と求められる。

なお,  $T > T_C$  の領域の過剰伝導率には Maki 項の寄与はみとめられない。pair breaking parameter  $\delta$  は2よりも大きいと考えられる。また, 移動度と正常状態の伝導率から求められる伝導電子密度  $n_2(\text{total})$  は温度によって変化し, 試料 2-1.7 では 2K で  $1.5 \times 10^{13} / \text{cm}^2$ , 4K では  $3 \times 10^{13} / \text{cm}^2$  である。

以上の数値を, 2次元電子ガスの物理量とすべきものは  $\sqrt{2/3}$  倍して添字 2 をつけて, 表 2 に示す。

用いた理論の適用条件のうちの  $d \ll \xi(0)$  は準2次元電子であればすでにみたされているから, 表 2 の数値はこの系が汚れた第2種超伝導体であることを現象論的に示している。高田氏の複数2次元サブバンドのプラズモン機構による超伝導理論は, この現

象の物理に対する一つの可能性を示していると考えられる。実験家として、 $n_2$  (total) の温度依存の意味するものを含めて、新しい実験事実によって解答を示したい。

表2 伝導電子を準2次元ガスとみなして、 $\xi(0) = 220\text{\AA}$ 、  
 $\mu = 1.000\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{S}$  および  $m_\sigma = 0.06m_0$  から導いた諸量

$\xi_2(0)$	( $\text{\AA}$ )	180
$\xi_{02}$	( $\text{\AA}$ )	790
$\ell_2$	( $\text{\AA}$ )	57
$v_{F2}$	( $\text{cm}/\text{s}$ )	$1.6 \times 10^7$
$k_{F2}$	( $\text{cm}^{-1}$ )	$5.8 \times 10^6$
$m_d$	( $m_0$ )	0.43
$n_2$	( $\text{cm}^{-2}$ )	$5.3 \times 10^{12}$
( $n_2$ (total))		$\sim 15 \times 10^{12}$ )
$H_{C2}$	(Oe)	$6.3 \times 10^3$
$H_C$	(Oe)	35
$\kappa$		130
$\lambda_2(0)$	( $\text{cm}$ )	$2.3 \times 10^{-4}$

#### 参 考 文 献

- 1) S. Kawaji, S. Miki and T. Kinoshita : J. Phys. Soc. Japan 39 (1975) 1631.