He Ⅱ 中に於ける荷電粒子

阪大理　　伊達宗行，堀　秀信，豊川和治，
市川　修，脇島　修

最近一年間に，我々の研究室で得られた主な実験結果を次の二つにまとめて述べる。

1）He Ⅱ 中の Hot Filament によるプラスイオンの生成法。

2）Hot Filament Diode の過渡現象，とくに振動現象について。

1）で新たに開発された方法は，He Ⅱ 中のイオンや中性励起状態の電子構造の分光学的測定の新しい有能な実験的手段と考えられ，2）は，先にジャーナルで報告した He Ⅱ 中のマイナスイオンと Vortex ring, roton 等との相互作用(1)により詳しい知見を与えるものと期待される。以下，順を追って解説する。

1）　He Ⅱ の Hot Filament によるプラスイオンの生成。

Fig. 1 のような細いW－線のカソード（半径 r_0）と円筒状のプレート（半径 d_2）か

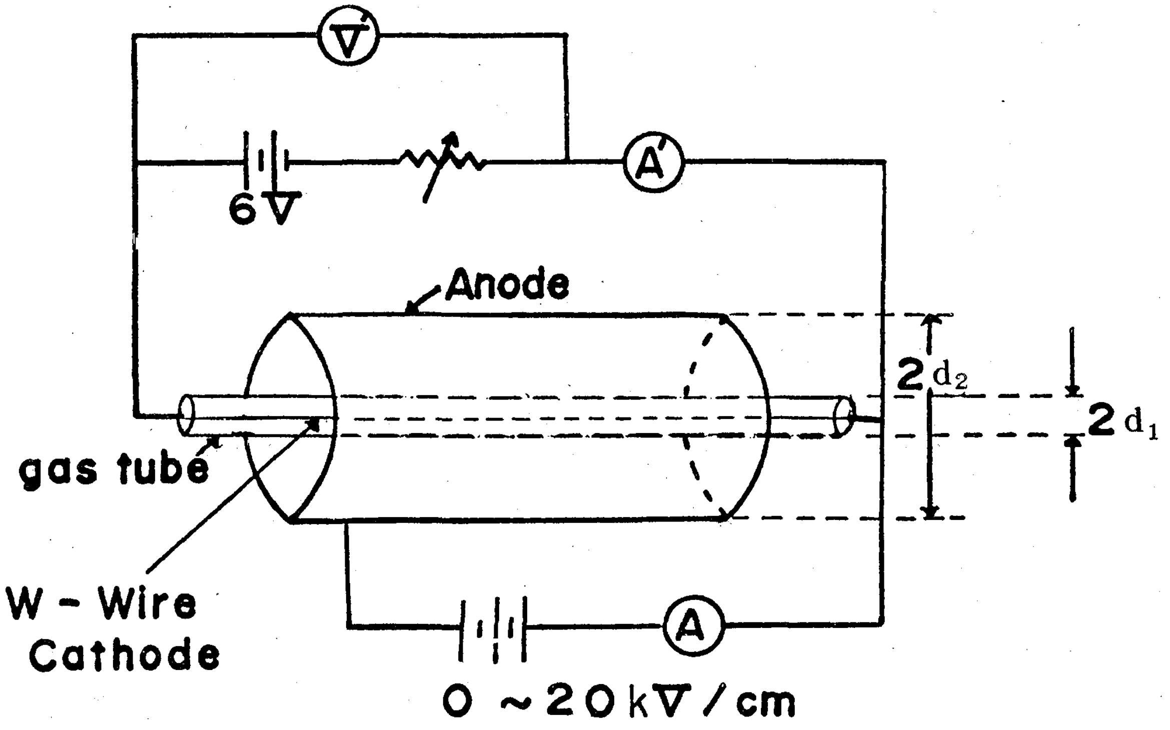


Fig. 1　2極管の構造

ら成る二極管をHe II 中にセットし，W－線に電流を供給してやると，赤熱された線の周囲にガスのさや（半径 d_1）を生じる。プレート・カソード間に適当なバイアスを順方向にかけてやると，W－線から飛び出した熱電子がHe II 中に引き込まれ，いわゆる bubble state を形成し，bubble state を carrier とする電流がプレート・カソード間に生ずる。

この時の電流－電圧特性は，二極真空管との類似がよく成り立ち，Space charge limited currentと考えられる。ただ，真空管の場合と違い，この場合の〝真空〟はHe II で，Carrier と Phonon，Roton との衝突により，mobility model，即ち，carrier の速度は，

$$v = \mu E \tag{1}$$

で与えられる。軸対称な Poisson eq.

$$dE(r)/dr + E(r)/r = 4\pi\rho(r) \tag{2}$$

をこの場合について解くと，

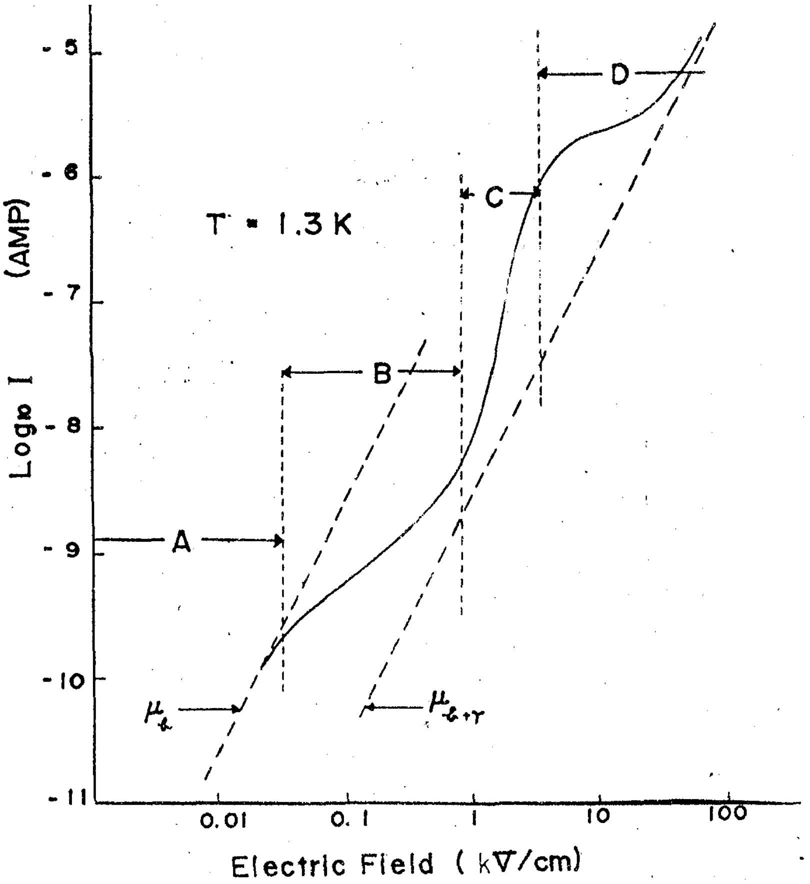
$$I = (\mu/2)(V_0/d_2)^2 \tag{3}$$

$$E(r) = (V_0/d_2)(r^2 - d_1^2)^{1/2}/r \tag{4}$$

$$v(r) = \mu(V_0/d_2)(r^2 - d_1^2)^{-1/2}/r \tag{5}$$

$$n(r) = (V_0/4\pi e d_2)(r^2 - d_1^2)^{-1/2} \tag{6}$$

このmodelは，$T > 1.7$ Kの実験的に得られた I－V特性をよく説明するが，より低温では，Vortex ringによりイオンが trap される効果により，電場に依存するmobility $\mu(E)$を持ち，(3)式の $I \propto V^2$ 則よりずれる。（Fig. 2の B，C 領域）特に注目に値するのが，より強い電場のD領域で，μの急速な減少が見られることである。この領域では，マイナスイオンは強い電場により Vortex ring にもはや安定に trap されることは不可能で，free bubble が，いわゆる Landau の critical velocity(2) $v_c \cong \Delta/P_0 \cong 60$ m/sec 近傍まで加速されて，roton を create する過程が起っていると考えられ



Fig。2　IV－特性

μ_b はロトン散乱，

μ_{b+r} はロトンの散乱と生成を入れた　　度による線である。

る。この現象については，既に報告しているが，次の項の話と関係しているので，準備のために上記の点のみを復習しておく。

今回，我々は，この二極管に逆バイアスをかけると，或る critical な電圧 Vc 以上で急に電流が流れ始めることを見出した。（Fig. 3）分光器によって調べると，Vc以上で赤熱W－線の周囲のガスのさや内で弱い放電が起っていることがわかった。従って，この電流は，He Ⅱ のプラス carrier によることがわかる。放電開始以前の電場は，Laplace eq. の軸対称な解により，

$$E(r) = V_0 / \ln(d_2 / r_0) \cdot 1/r \qquad (7)$$

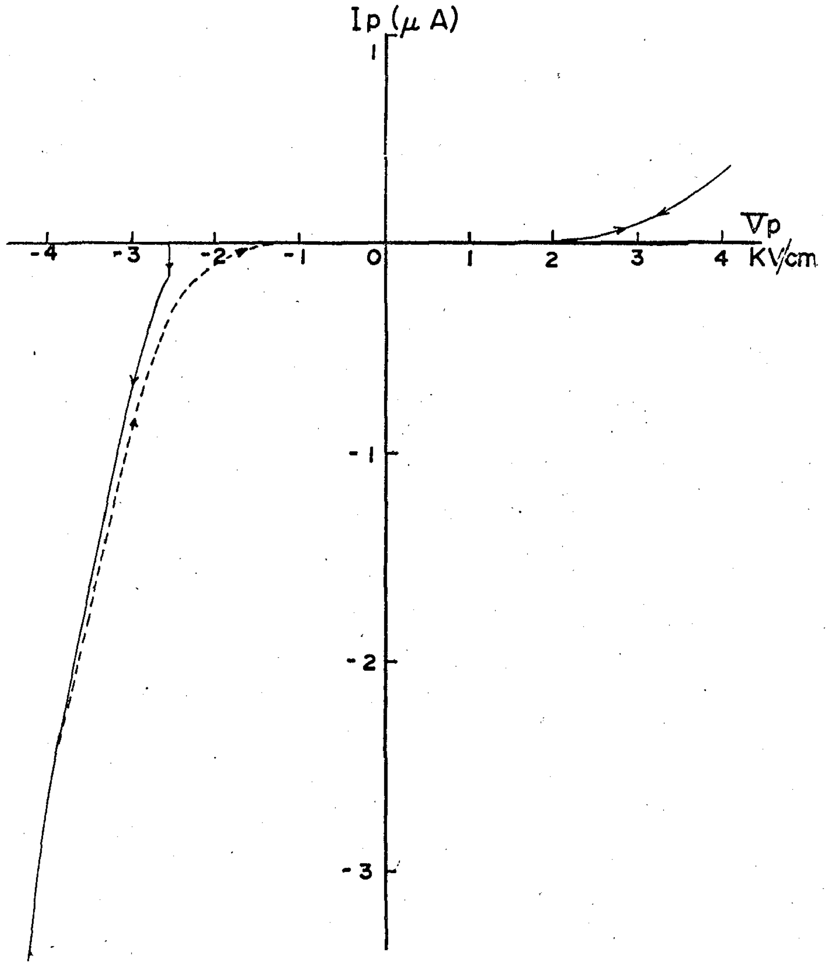


Fig. 3　プレート電流電圧曲線，左側が今回見出した逆電流で図のようなヒステレシスがある。

V＝Vcの時，ガスのさやにかかる電圧 ϕ_c は，

$$\phi_c = \ln(d_1 / r_0) / \ln(d_2 / r_0) \cdot Vc \qquad (8)$$

で与えられる。(Fig. 4)　ガスのさやの半径 d_1 は，W－線に与える Power 及び He の温度（即ち，蒸気圧）を変えると変化する。幸い，我々の所でマイクロ波のテクニックを用いて，実測されている[3]ので，この d_1 を用いて，(8)式に代入し，パラメーター ϕ_c を実験値の V_c に fit するように定める。

$$\phi_c = 0.65\ \mathrm{KV}$$

とおいた時，理論式(8)と実測の一致は良い。(Fig. 5)

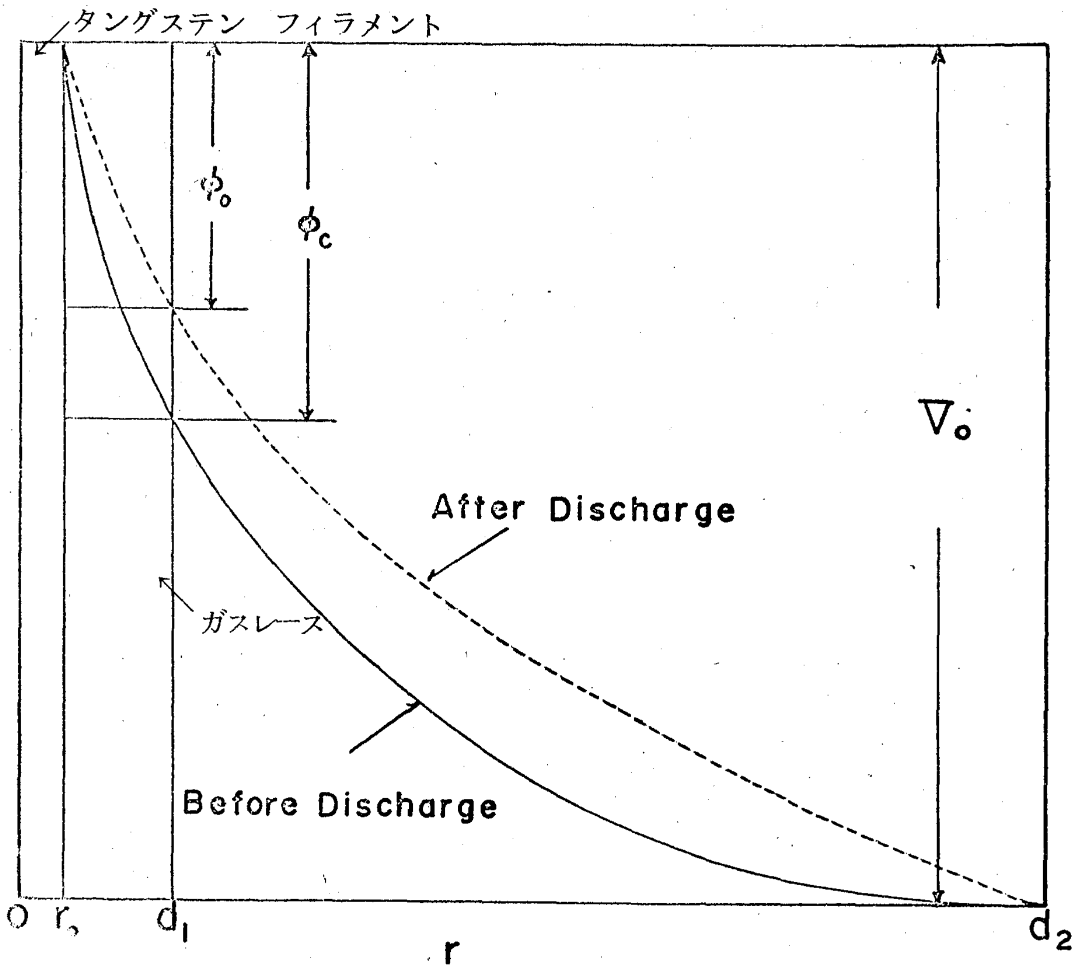


Fig. 4　2極管構造と電位差，放電前は実線，放電後は点線のような電位差を示す。

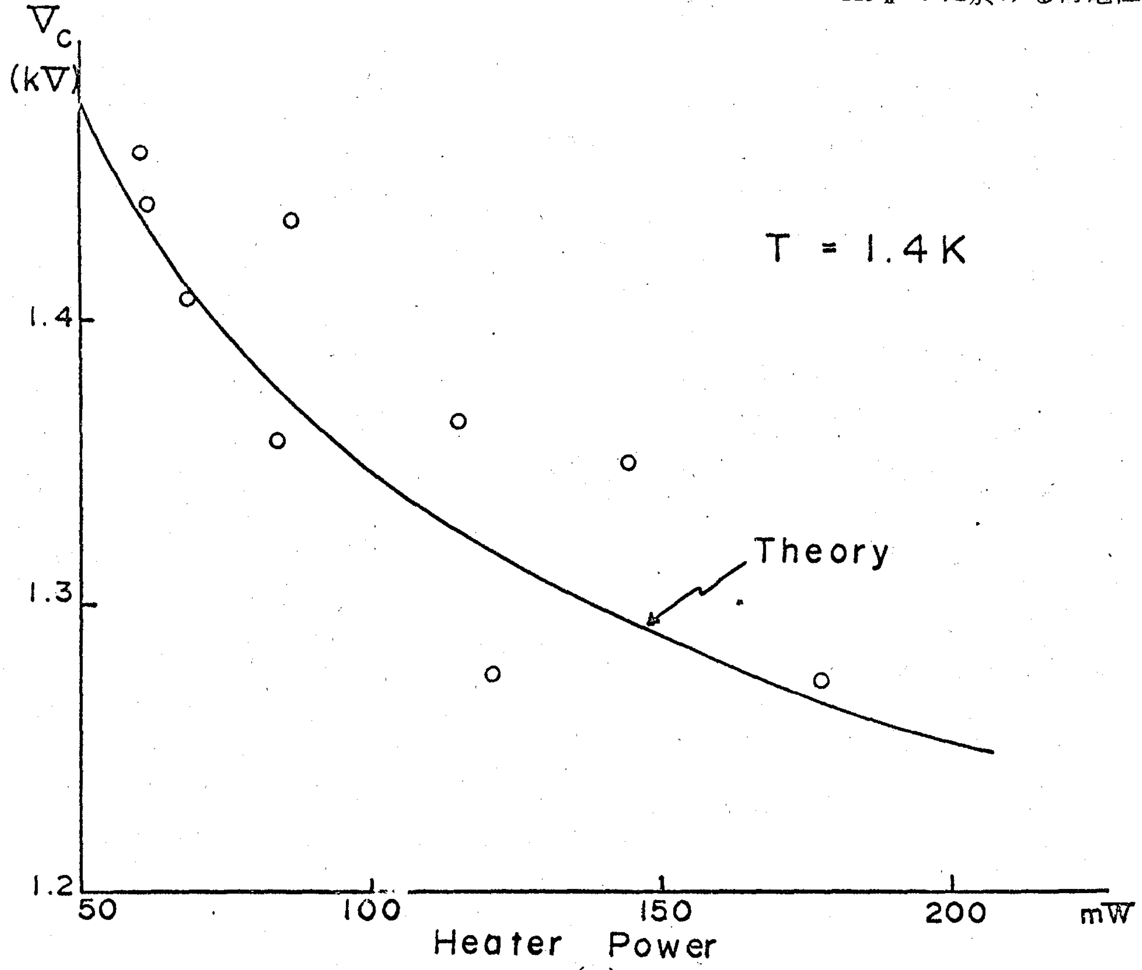
放電が起ると， space charge の影響で Passion eq. の解は，

$$E(r) = \{(2I/\mu)\, r^2 + c\}^{1/2} \cdot 1/r \qquad (9)$$

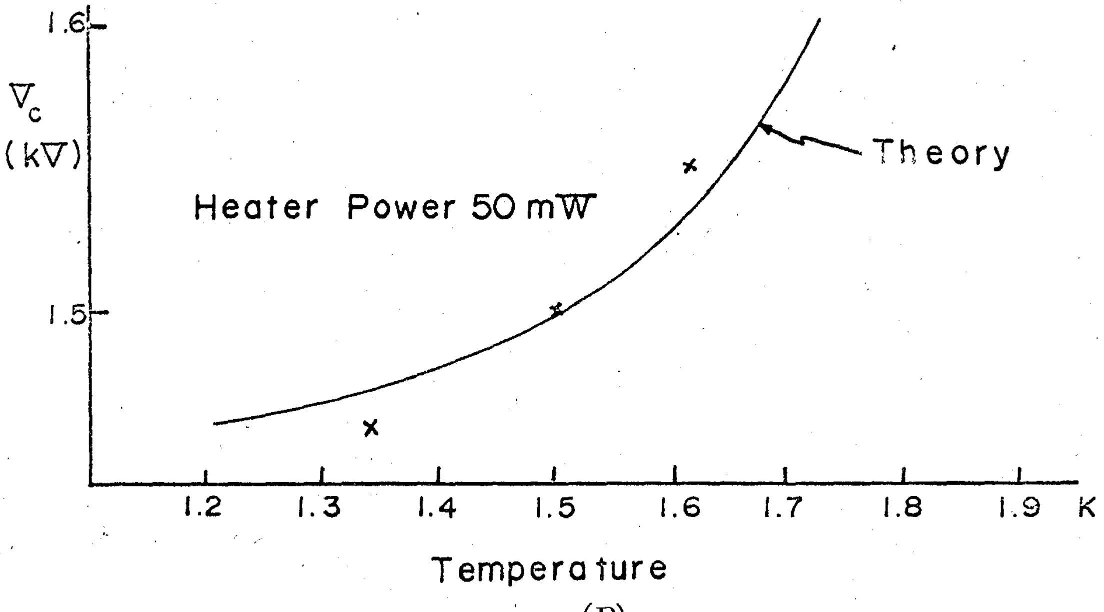
で与えられる。ガスのさやの内部では液中に比べて，イオンの mobility が十分大きいので， $\mu \to \infty$ とし，

$$E(r) = \phi_0 / \ln(d_1/r_0) \cdot 1/r \qquad r_0 < r < d_1 \qquad (10)$$

となる。但し， ϕ_0 は放電開始後のガスのさやにかかる電圧である。（Fig. 4）
$r = d_1$ 即ち，ガスのさやと He Ⅱ の境界面で E(r) が連続という条件から He Ⅱ 中で，



(A)



(B)

Fig. 5　(A) は V_c のヒーターパワー依存性を示す。

(B) は V_c の液体温度依存性を示す。

$$C = \{\phi_0 / \ln(d_2/r_0)\}^2 - (2I/\mu)d^2 \tag{11}$$

He II 中の電場は，

$$E(r) = (2I/\mu)^{1/2}(r^2 + d^{*2})^{1/2}(1/r) \qquad d_1 < r < d_2 \tag{12}$$

ここで， $d^{*2} \equiv \{\phi_0 / \ln(d_1/r_0)\}^2 \cdot (\mu/2I) - d_1^2$ (13)

となる。(12)式には電流 I が含まれているから， E(r) を液体中の部分について積分すると，

$$\int_{d_1}^{d_2} E(r)\,dr = V_0 - \phi_0 \tag{14}$$

となるから，これを逆にといて， I − V 特性が得られる。

$$I = (\mu/2)(V_0 - \phi_0) / [(d_2^2 + d^{*2})^{1/2} + d^*\{\ln(2d^*/d) - 1\}]^2$$

$$\text{但し,} \qquad d_1 \ll d^*,\ d_2 \tag{15}$$

d^* は ϕ_0 を与えると定まる。従って，(15)式中の任意パラメーターは ϕ_0 である。

ϕ_0 を適当に選ぶことにより，実験で得られた I − V curve とよく fit させることが出来る。(Fig. 6) 興味深いのは，実験を行った範囲 1.6 < V < 2.7 KV 程度では，

$$(\phi_0 / V_0) = 0.44 \pm 0.01 \quad (\text{const}) \tag{16}$$

となることである。物理的に考えれば，この条件で，ガス中の放電による He II への荷電供給能力と，($V_0 - \phi_0$) という〝外場〟のかかる He II 中を diffuse するイオンの〝需要〟とのバランスを反映しているものと考えられるが，ここではこれ以上詳しく考察しないものとする。

このI − V特性から He II 中のプラスイオンの濃度を出すことが出来る。 r − 方向について積分したイオンの総数で与えると， filament 1 cmあたり，

$$N = (V_0 / 2I) \cdot f(\phi_0 / V_0) \tag{17}$$

f は ϕ_0 の単調減少函数で， $\phi_0 \to 0$ 即ち， Space charge limited current のとき，

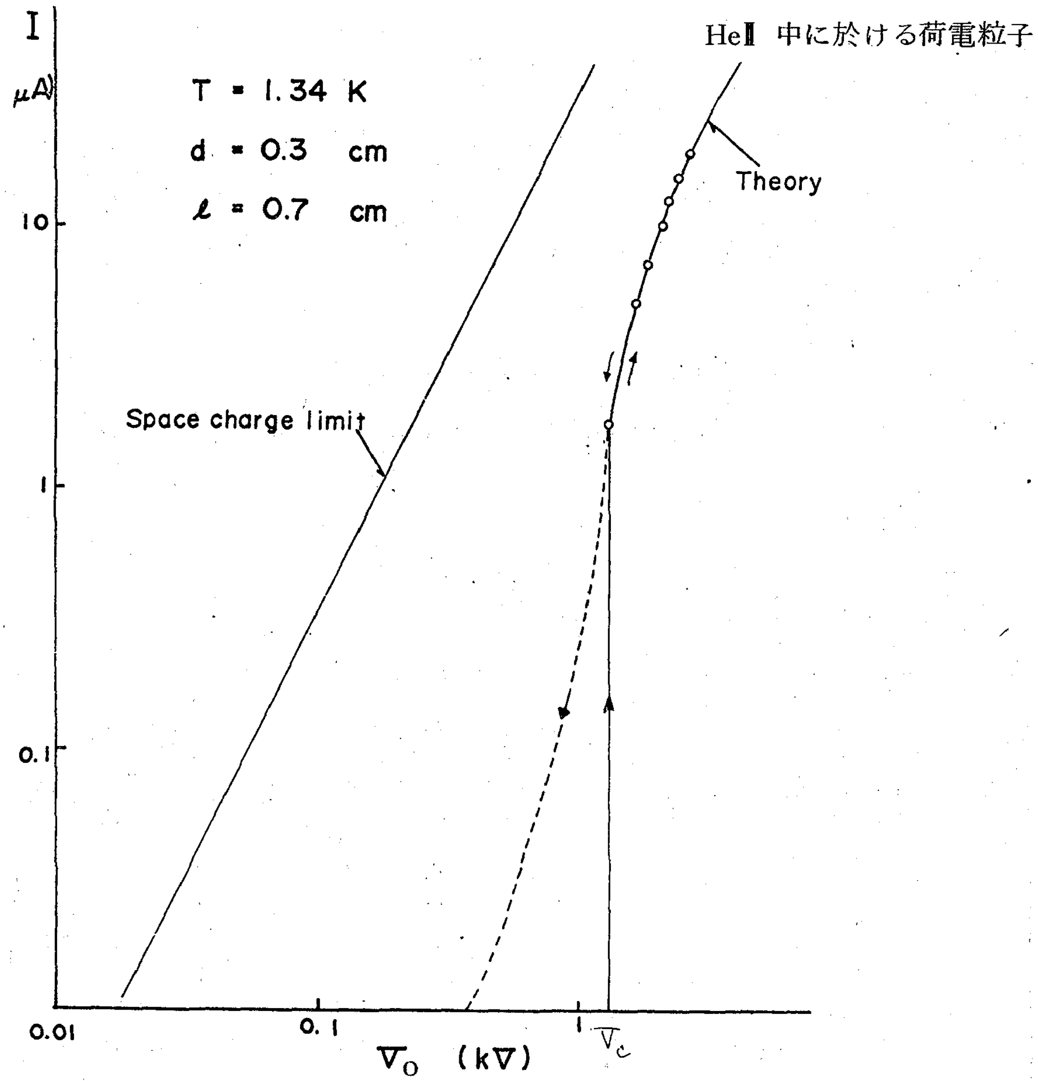


Fig. 6　逆電圧 I V－特性

矢印でヒステレシスが示される。　印が測定点で，
曲線が理論値，他の斜線は Space charge limit
のときに期待される IV－曲線である。

$f(o)=1$ となる。（これはちょうど，マイナスイオンをW－線から引き出す時に実現している。）プラスイオンの場合，$(\phi_0 / V_0) \cong 0.44$ だから，数値計算すると，

$$f(0.44) \cong 0.24 \tag{18}$$

となる。従って，プラスイオンもマイナスイオンと同程度のイオン数を HeⅡ 中に生成できたことになる。即ち，

$$N \cong 10^{10} \sim 10^{11} \tag{19}$$

このようにして生成したプラスイオンを，別の filament で生成したマイナスイオンに衝突させてやれば， recombination が起り，多量の中性励起状態が生成されるはずで，分光学的測定が十分可能と考えられる。

2)　He Ⅱ 中の Hot Filament Diode の過渡現象

1）で述べた Hot Filament Diode に順方向に階段函数的なバイアス，即ち，

$$V(t) = V_0 \ \theta(t) \qquad (20)$$

をかける。十分時間が立てば，二極管のプレート電流は，1）の(2)〜(4)式に表わしたような， space charge limited の平衡分布になるが，その間のトランジェントな分布 $\rho(r, t)$ は， space charge によって制限を受けないから，それだけ多量のマイナスイオンが He Ⅱ 中に放出される。 Fig.7 は，この事情を数値計算によって示したもので，

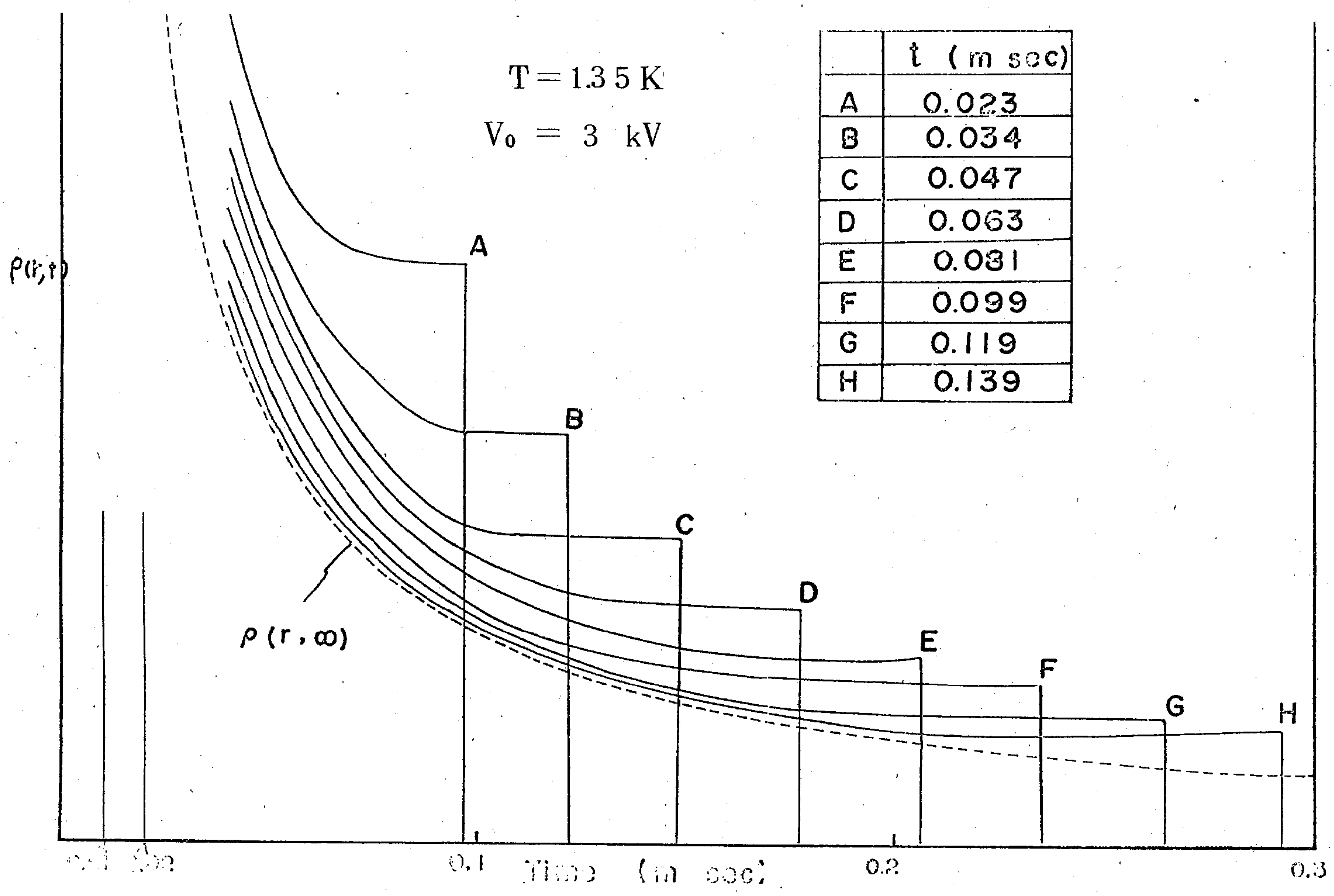


Fig. 7　電荷密度の r， t 依存性の計算

t = 0 で電荷は d_1 と Δ の間にあるとしている。

carrier の mobility は，Rief-Meyer[4]らによって実験的に与えられる constant mobility $\mu(T)$ を用い，簡単のため，carrier の熱拡散は考慮していない。d_1，d_2は今われわれの実験に用いている Diode の typical 数値を代入した。この場合，carrier は約0.15 m sec でプレートに達し，その後，約0.15 m sec 位でほぼ平衡値に近づいている。Fig. 8 は carrier のプレート到達時間を t = 0 として，space charge limited current に対するトランジェントな current の比率をプロットしたものである。

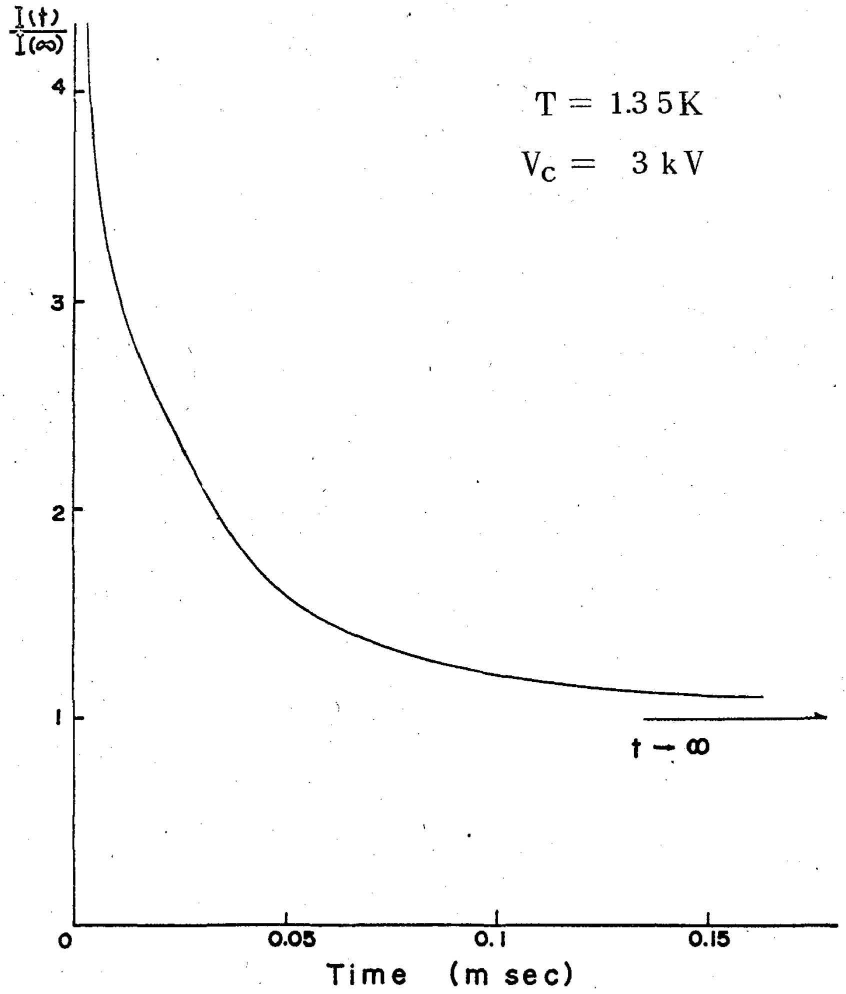


Fig. 8　I(t)の計算

μが一定とした場合。

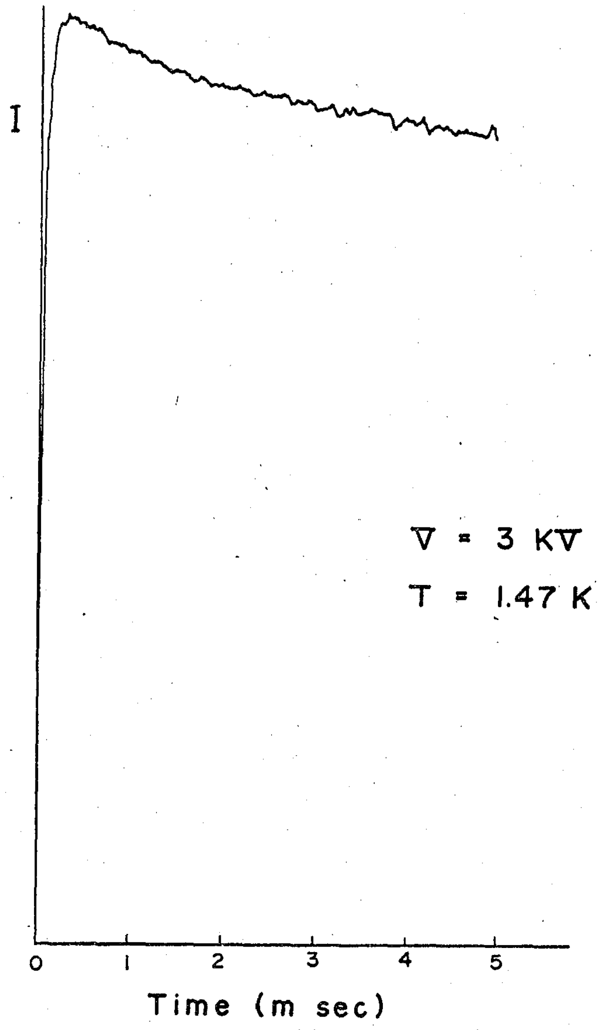
この constant mobility model は 1) で示したように十分高温 (T > 1.7 K)で良い一致をみるが，それより低温，特に，T ≲ 1.3 K では mobility は，一般に電場に依存するため[1]，観測される電流波形 I(t) はかなり違ったものになると予想される。

まだ実測は，すべての電圧，温度領域について行われた訳ではないが，typical な実

測例を示す。尚，観測された波形は，S／Nを向上するため，box－car 積分器で100回程度加算している。実験装置の詳細は，ここでは述べない。

Fig. 9は，比較的高温の I(t)でほゞ constant mobility schemeを反映しているものと考えられる。ところが，この電圧のまゝ，少し温度を下げて行くと，次第にFig. 10 のような振動波形が表われる。この温度領域では，ちょうどこの電場で roton creation領域（Fig. 2のD領域）にあたっていて，roton creation process が，この振動に関係しているものと考えられる。

定性的に考えると，space chare の影響を受けず強い外場の中を走る先頭の carrier 群が，critical velocity v_c に達して，roton を create する process に関与して，effective により小さいmobility をもつようになり，後続の carrier に追いつかれて，charge が空間的に収束し（bunching effect）振動波形を与えるものと考えられる。



Fig。9　I(t)の測定例(1)

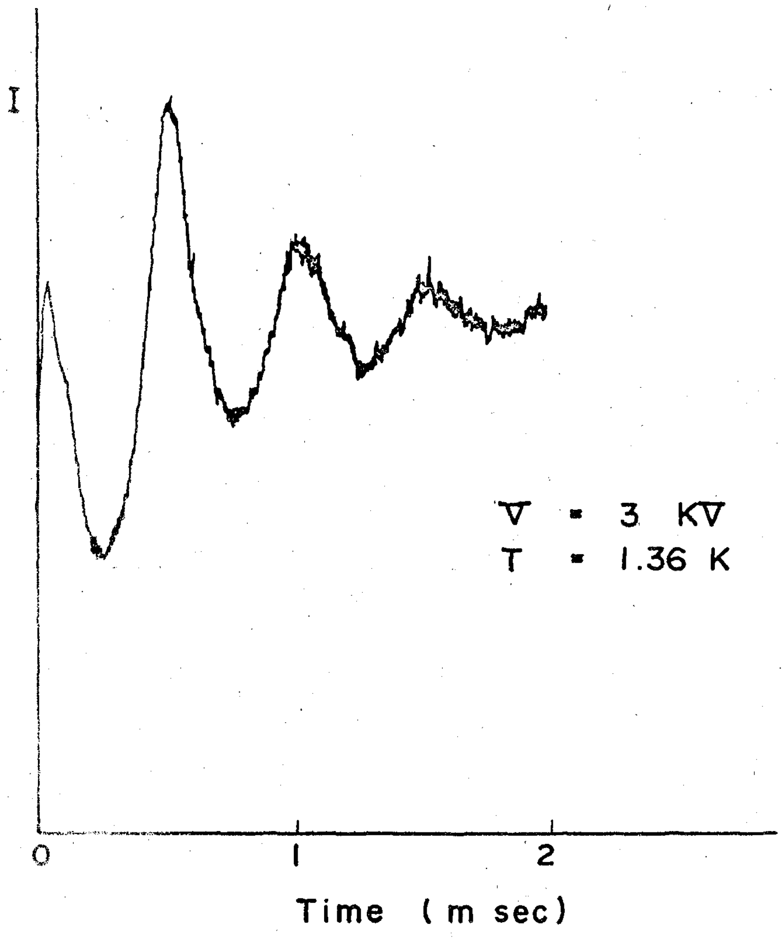


Fig. 10　I(t)の測定例(2)

Roton creation 領域Dより高電場では，再び，constant mobility μ_{b+r} に近づくので，このような bunching は起りにくくなる。Fig. 11に示すデーターは，この事を反映していると思われる。

より低電場側でも，Vortex trapping, Vortex excaping を起しているから，$\mu=\mu(E)$ となるが，領域 c(Fig. 2)では少くとも bunching を起す原因は考えられない，Fig. 12 は，この事を反映しているものと考えられる。

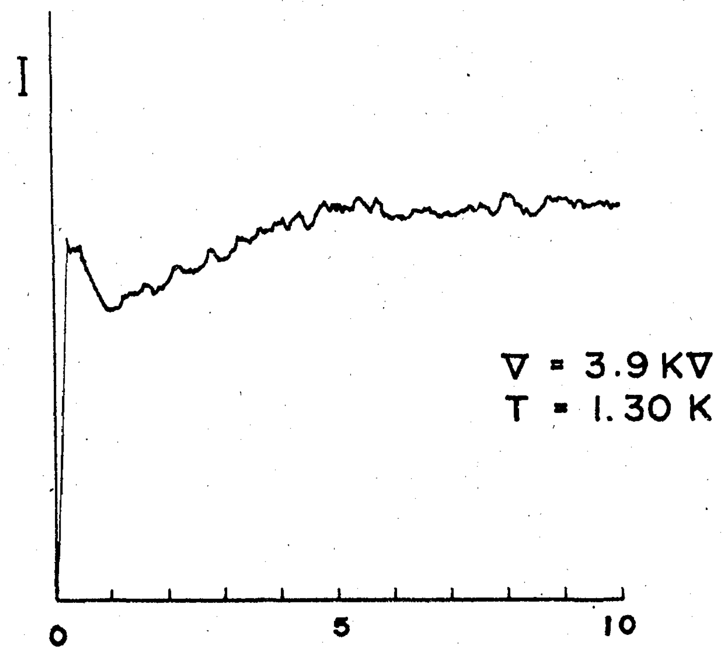


Fig. 11　I(t)の測定例(3)

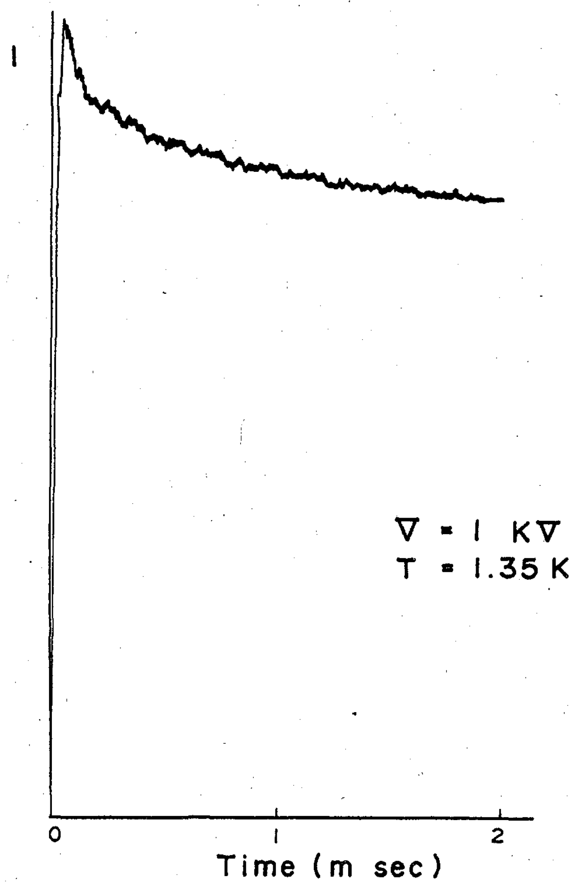


Fig. 12　I(t)の測定例(4)

Ref.)

(1) H. Hori, O. Ichikawa, M. Wake and M. Date, J. Phys. Soc. Japan 35(1973)1184.

(2) 例えば，ランダウ・リフシッツ，統計物理学，第二版，日本語版，岩波書店(1966)

(3) K. Okuda, Y. Inaba, ann M. Date : J. Phys. Soc. Japan 34(1973)1425

(4) 例えば， R. J. Donnelly : Experimental Superfluidity, The university of Chicago Press (1967).

超 流 動 ^{3}He

東京教育大理　　宗 田 敏 雄

液体 ^{3}He の相図は第1図に示されている通りで，原子間の相互作用は極めて強いに

	P(atm),	T(K)
1.	2.7×10^{-4}	0.520
2.	47.0	1.26
3.	135.4	3.138
4.	1608.0	17.78
5.	28.92	0.32

Table. 1

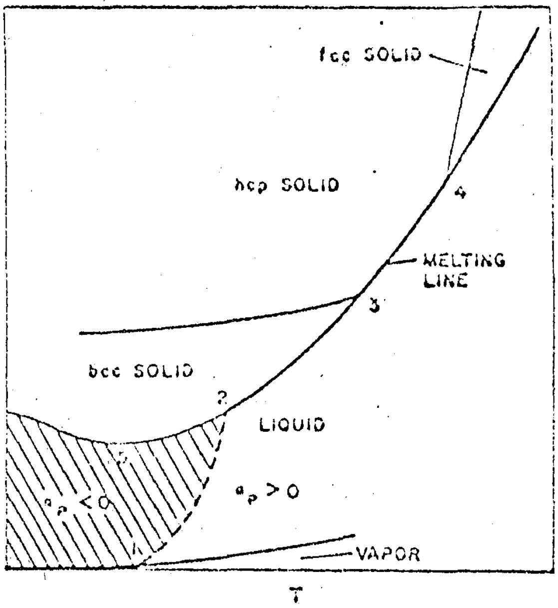


Fig. 1. P-T diagram for He^3 (schematic): P-T coordinates for numbered phase points appear in Table I.