

ショットキバリアダイオードの圧力効果

(昭和49年5月18日 原稿受理)

電子工学教室 遠 山 尚 武
 “ 清 水 俊 之

The Stress Effect on Schottky Barrier Diode

by Naotake TOYAMA
 Toshiyuki SHIMIZU

In order to investigate the mechanism of the stress effect on Schottky contact, we have fabricated a series of Au-Cu doped n-type Si Schottky diodes and have done various experiments on the I-V and C-V characteristics. As considerable excess current is found to be existed in Cu doped Schottky diode before stressing, we have attended to the fact that there is likely a relationship between the stress effect and the existence of the excess current and have investigated the generating mechanism of the excess current. Moreover, according to the results obtained from the capacitance measurement for various frequencies (1~300 kHz), we have noticed a strong increase of the deep level impurities as the donor with stress. Consequently, the existing excess current before stressing and the stress induced current might be possible to think as the tunnel current intervening in these deep impurity levels.

1. ま え が き

P-N 接合ダイオードの異方性応力効果, すなわち素子に集中応力を加えることによって電流が増加する現象は早くから認められており, その原因としてバンドギャップの縮小, 不純物準位の移動による少数キャリア濃度の変化および生成-再結合速度の変化が^{(1)~(3)}, 又トンネルダイオードにおいては加圧によって新たに生成される欠陥準位にもとづくトンネル確率の変化⁽⁴⁾⁽⁵⁾などが考えられ, これまでに多くの報告がある。しかしいずれも加圧部に近い接合部分にその原因があると見られることより, 応用の見地から圧力感度を高めるためにも接合が表面に最も近いショットキダイオードの圧力効果に関心が向けられている。又, あらかじめ半導体に Au, Cu 等の深い準位を形成する不純物をドーピングしたり, 種々の方法によって欠陥準位を導入することによって圧力感度が著しく増大することから, そのような深い準位が寄与する機構も含めて研究が進められているが, 物理的機構の詳細については不明の点が多い。最近 K. Chino 等⁽⁶⁾はショットキダイオードの光起電力の測定より, ショットキ接合における圧力効果は通常の P-N 接合でのそれとは異った性質のもので, 接合界面における表面準位での再結合速度が加圧によって増加し, 過剰少数キャリアが

誘起されるためであると報告している。しかし深い不純物準位の圧力効果への寄与に関しては単に付加的な単位をもたらすとのみ言及されているに過ぎない。筆者等は n 形 Si に Cu をドーピングしたショットキダイオードに $10^9 \sim 10^{10}$ dyn/cm² なる局部的集中応力を加え, I-V 特性の温度変化および C-V 特性の周波数変化を測定することによって, 加圧による増加電流が加圧前にダイオードを流れる過剰電流と無関係ではないらしいこと, さらにダイオードの障壁容量は測定周波数を 10kHz 以下に下げるとしたがって加圧による明らかな変化が見られることなどを確認した。本報告ではこれらの実験結果を示すとともに圧力効果の基本的メカニズムとして, 加圧による空乏層内での新たな不純物準位の増大によりこれを介するトンネル電流増大の可能性について若干検討を加えた。

2. 実 験

2-1 試料の製作方法

使用した半導体は (111) 面を有し, 1~100 Ω -cm の種々の比抵抗を持った厚さ 1 mm の n 形 Si ウェファーであるが, 今回の実験ではあらかじめ片面に鏡面仕上げをほどこされた 5 および 30 Ω -cm のものを主として用いた。Cu を鏡面研磨されていない面に蒸着後, 種々の温

度 (600~1000°C) と時間 (1~20 時間) により真空中で拡散し, 反対側の鏡面に 1.5 mmφ および 3 mmφ の Au 電極を蒸着してショットキ接合を形成した。又, オーミックコンタクトの形成には Cu の折出をできるだけ避けるために, 通常行なわれる Au-Sb のシンタリングを行わず 200 のカーボランダムによりラップした面に Al を蒸着した。なお, ウェファの処理条件によるダイオードの特性の相違を見るために Cu を拡散した試料以外に, 熱処理のみをほどこした試料および研磨剤でウェファ表面に歪を加わえた試料についても製作した。

2-2 測定方法

試料への加圧は Au 電極の中心付近を 3 mmφ あるいは 10.5 mmφ のベアリングボールにて加圧した。なお上述のごとくダイオードは Au 電極直径が 1.5 mmφ および 3 mmφ の二種類を製作したが, C-V 特性の測定には 1.5 mmφ のダイオードのみを, 又加圧ボールは 10.5 mmφ のもののみを使用した。これは加圧によるダイオードの容量変化を検出し易くするために, 加圧ボールと試料との接触面積が Au 電極全面積に対してできるだけ大きな割合になるようにするためである。又, 試料に加えられた荷重の大きさ $F(\text{kg})$ と加圧部におけるボールと試料との接触面積 $A_c(\text{cm}^2)$ および加圧部における平均応力 $\sigma(\text{dyn/cm}^2)$ との関係は, それぞれの加圧ボールに対して次式²⁾で示される。

3 mmφ の加圧ボールに対して

$$A_c = 8.43 \times 10^{-5} \sqrt[3]{F^2} (\text{cm}^2),$$

$$\sigma = 1.16 \times 10^{10} \sqrt[3]{F} (\text{dyn/cm}^2)$$

10.5 mmφ の加圧ボールに対して

$$A_c = 1.94 \times 10^{-4} \sqrt[3]{F^2} (\text{cm}^2),$$

$$\sigma = 5.04 \times 10^9 \sqrt[3]{F} (\text{dyn/cm}^2)$$

したがって今回の実験では最大 4 kg まで加重したので I-V 特性の圧力変化に対しては $10^9 \sim 10^{10}(\text{dyn/cm}^2)$, 又 C-V 特性の圧力変化に対しては $10^9(\text{dyn/cm}^2)$ なる大きさの力を加圧部に加えたことになる。なお, K. Chino 等⁶⁾ は彼等の得た感圧特性が $10^7 \sim 10^8 \text{ dyn/cm}^2$ の低い応力レベルによる点を強調しているが, 彼等の場合, 平板を用いた電極全面に対する加圧であるから局部的加圧よりも当然小さな力で圧力変化を生じ, 筆者等の得た感圧特性と本質的な違いはないと考えられる。

3. 実験結果および検討

3-1 電流電圧特性の圧力変化

図 3-1 は Cu をドーブしたダイオードの種々の温度における順方向, 逆方向 I-V 特性の圧力変化を示した

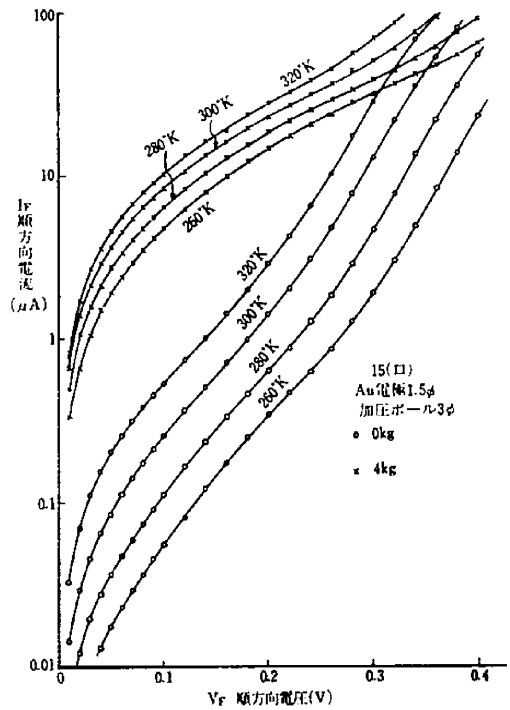


図 3-1 (a) 順方向電流電圧特性

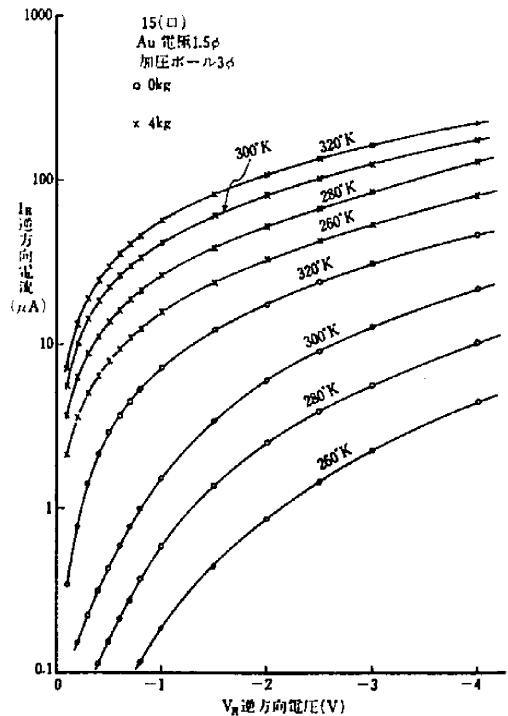


図 3-1 (b) 逆方向電流電圧特性

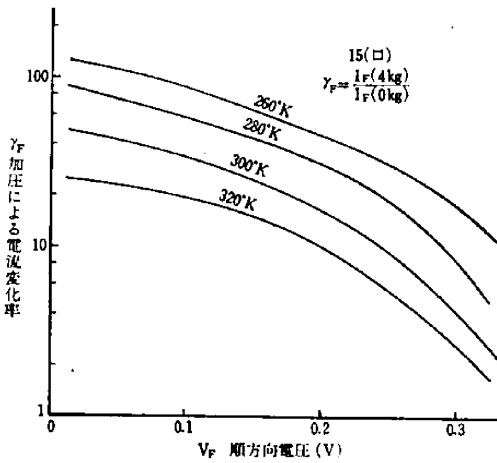


図 3-2 (a) $\gamma_F - V_F$ 特性

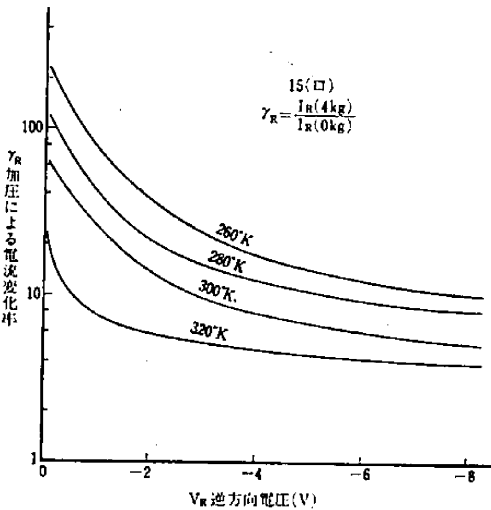


図 3-2 (b) $\gamma_R - V_R$ 特性

ものである。さらにこの図に対応して、加圧前の電流に対する加圧後の電流の変化率を測定温度をパラメータとして表わしたのが図 3-2 である。これらの図より順方向では 0.3~0.4V 以下の低電圧領域で、又逆方向ではほぼ全電圧領域で大きな圧力変化が見られ、低温になるほど圧力による電流変化率の大きいこと、さらに加圧後の電流の温度変化は非常に小さいことがわかる。一方、Cu をドーブしたダイオードでは加圧前における電流の温度変化も次の理論式から求まる温度変化に比べて非常に小さくなっている。

順方向電流

$$I_F = A^{**} T^2 \exp(-q\phi_{Bn}/KT) (\exp(qV/KT) - 1)$$

逆方向電流

$$I_R = A^{**} T^2 \exp(-q\phi_{Bn}/KT) \equiv I_s$$

…(3.1)

ただし、 A^{**} : 実効リチャードソン定数、 T : 絶対温度、 K : ボルツマン定数、 q : 電子電荷の絶対値、 ϕ_{Bn} : 障壁高さ ($\approx 0.8V$)

一方、ダイオードの半導体バルクの抵抗を R_s とし、式 (3.1) を

$$I_F = I_s [\exp\{(qV - R_s I_F)/KT\} - 1] \quad \dots(3.2)$$

と書き直すと $\log(I_F/\exp(qV/KT)) - I_F$ のプロットより R_s, I_s が求まる⁹⁾。この I_s を用いて実際のダイオードの理想特性、式 (3.1) をプロットするとともに測定された $I_F - V_F$ 特性曲線に対して R_s による電圧降下分を補正すると、理論式が示す電流以外に、特に圧力変化が大きく現われる低電圧領域において大きな電流成分が存在し、この過剰電流成分は低温になるにしたがって顕著に現われる。又、逆方向においても飽和特性を示す理論式 (3.1) に対して大きな過剰電流が存在し、逆方向ではこの過剰電流成分が支配的になっていると考えられる。さらに順方向における加圧後の過剰電流を各温度について求めその温度変化率を計算すると、この値は加圧後の逆方向電流の温度変化率にほとんど等しくなる。したがって加圧による電流増加の原因は順方向と逆方向で機構的に同じであり、加圧によって増加した電流成分は加圧前にダイオードを流れる過剰電流成分と同じ性質、したがって同じ機構にもとづいているのではないかと考え、この過剰電流成分について種々の検討を加えてみた。

3-2 過剰電流成分の解析

過剰電流は生成機構の異なるいくつかの電流成分から成ると考えられるが、上述のごとく加圧によって大きく変化する成分は温度依存性の小さいことが明らかであるので、順方向過剰電流の電圧依存性ととも、順方向、逆方向過剰電流の温度変化 $\log I_{F0E}, \log I_{R0} - T$ をプロットした結果の一例を図 3-3 および図 3-4 に示す。なお図 3-3 の横軸は、 R_s による電圧降下分を補正した障壁にかかる正味の電圧である。これらの図から明らかなように、順方向での過剰電流は最初極く小さな電圧に対してオーミックな特性を示した後、指数関数的に増加している。又、温度に対しても順方向、逆方向ともに指数関数的に増加している。このような電圧および温度依存性はトンネルダイオードの深い単位にもとづく過剰電流と同一の特性⁹⁾⁻¹²⁾ であることから、この過剰電流は電子がトンネル効果によって障壁を遷移することにもとづく成分ではないかとも考えられる。ここで使用した半導体のドナー濃度は $10^{15} \sim 10^{16}/\text{cm}^3$ 以下であり、一般にはこのような非縮退半導体中をトンネル電流が流れる可能性はないが、半導体中にドーブした Cu による深い

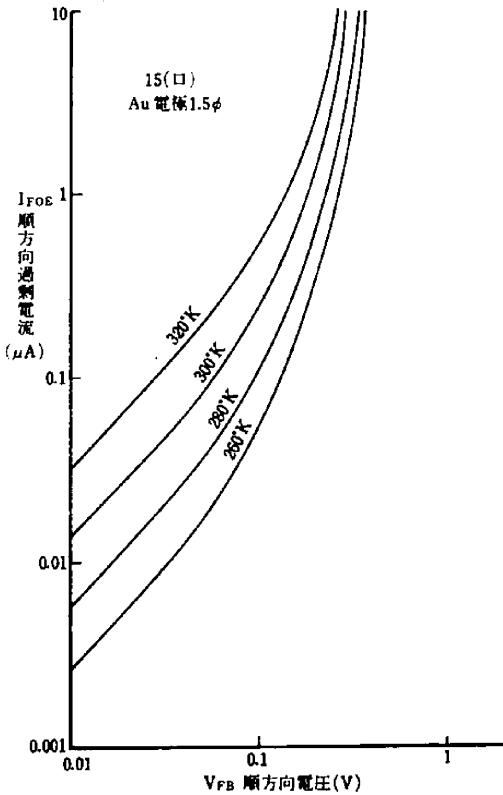


図 3-3 順方向過剰電流電圧特性

単位や、加熱および急冷時に Cu 以外の原因によって導入される種々の深い単位¹³⁾が存在すると考えられ、これらが電子のトンネル遷移に対する仲介単位になり得る可能性はある。さらに Cu 拡散直後の冷却時には多量の金属 Cu が析出して、それ自体電氣的に不活性な状態であっても空乏層中の電界を実効的に強める作用をするものと考えられる¹⁴⁾。一方、過剰電流が半導体に導入された深い単位の存在およびその濃度に強く影響を受けていることは、Cu をドーピングしないダイオードでは過剰電流は極めて小さく、又、後述するように障壁容量の周波数による分散を生じて深い不純物の存在することが明らかなき試料では過剰電流も大きく現われることから明らかである。F. A. Padovani 等¹⁵⁾は縮退半導体を用いたショットキダイオードにおける field emission 電流と thermionic field emission 電流 (以後 T・F・E 電流と記す) に対する理論式を与えているが、ここでの測定温度範囲と不純物濃度を考慮して T・F・E 電流に対する式を適用して、過剰電流がどの程度説明できるかを検討した。T・F・E 電流に対する式は、順方向に対して、

$$I_{TFE} \propto \exp[-S(\phi_{Bn} - V - V_n)] \quad \dots(3.3)$$

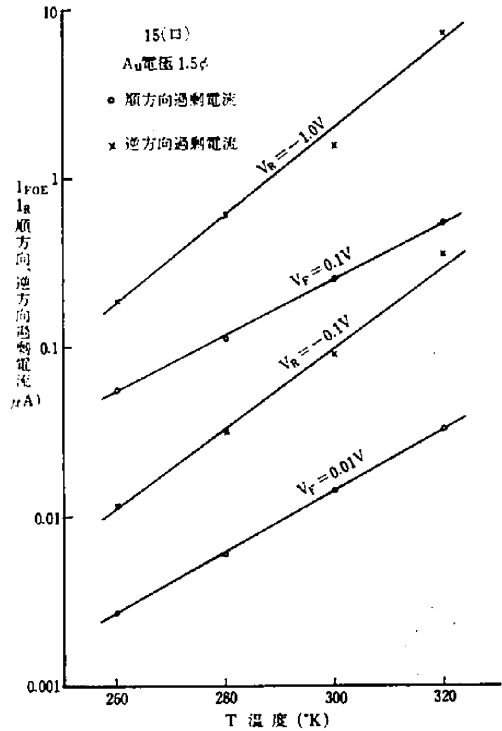


図 3-4 過剰電流の温度依存性

$$S = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{m^* \epsilon}{N_d} \right)^{\frac{1}{2}} \tanh \left\{ \frac{q}{KT} \frac{\hbar}{2} \left(\frac{N_d}{m^* \epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \quad \dots(3.3)$$

$$\equiv \frac{1}{E_{00}} \tanh \left\{ \frac{q E_{00}}{KT} \right\}$$

逆方向に対して

$$I_{TR} = I_{TRS} \exp\left(-\frac{V}{\epsilon^*}\right), \quad \frac{1}{\epsilon^*} = \frac{q}{KT} - S \quad \dots(3.4)$$

与えられるが、バンドギャップの温度変化を考慮すると式 (3.3) は次のように書き替えられる。

$$I_{TFE} \propto \exp \left[-S \left\{ \phi_{B0} - V_{n0} - V - \left(\beta + \frac{dV_n}{dT} \right) T \right\} \right]$$

ただし以上の式において、 ϕ_{B0}, ϕ_{Bn} : 0°K および T°K における障壁高さ、 V_{n0}, V_n : 0°K および T°K における半導体のフェルミレベル、 β : バンドギャップの温度変化率、 h : プランク定数、 ϵ : 半導体の誘電率、 m^* : 電子の実効質量、 N_d : ドナー濃度である。

これらの式に対して、種々ドナー濃度 N_d を仮定して求まる $S, \frac{1}{\epsilon^*}, E_{00}$ 等の諸量の理論値と $5 \Omega\text{-cm}$ ($N_d = 10^{15}/\text{cm}^3$) のウエファに Cu をドーピングした試料に対する実験から求めたそれらの値とは必ずしも良い一致を示すとは限らず、又、順方向特性と逆方向特性から求まる

これらの実験値との間にも差異が生じて、T・F・E 電流の理論式のみをもとにした解析からは統一的な結論を明確には引き出せなかった。しかし、実験の S 値から求まる N_d は $10^{17}/\text{cm}^3$ 以上であり、深い単位の存在とそれによるトンネル確率の増大を示すものと解釈することはできる¹⁶⁾。

そこで逆方向電流について、T・F・E 電流以外に考えられる主要な電流成分として生成-再結合電流の可能性を検討した。逆方向電流密度 J_R に対して、 $\log(J_R/T^2) - \frac{1}{T}$ なる活性化エネルギープロットよりその傾き ϕ_{ac} を、又 $\log J_R - \log V_R$ における傾き $M = d \log J_R / d \log V_R$ を種々の V_R および T について求めた結果の一部を表3-1および表3-2に示す。なお ϕ_{ac} は測定温度範囲で折線特性を示すので、高温および低温での傾きをそれぞれ ϕ_{ac1}, ϕ_{ac2} とした。測定された逆方向電流が生成-再結合にもとづくのであれば、再結合中心のエネルギーレベルを表わす ϕ_{ac} は T および V_R に対して一定となるべきであり、又、生成-再結合の生ずる実効的な空乏層幅が電圧に対して変化することを考慮しても

$\frac{1}{2} < M < 1$ となるはずである。しかし ϕ_{ac} は T, V_R に対して一定でなく、又、 $M > 1$ である。一方、この逆方向電流を再び T・F・E 電流とみなし、式 (3.4) より

$$\begin{aligned} \frac{J_R}{T} &\propto \exp\left\{-\frac{q}{KT}\left(\frac{\phi_{BN}}{E_0} \cdot \frac{KT}{q} - \frac{V_R}{\epsilon^*} \cdot \frac{KT}{q}\right)\right\} \\ &\equiv \exp\left(-\frac{q}{KT} \cdot \phi_i\right) \end{aligned} \quad \dots(3.5)$$

ただし $E_0 = \frac{1}{S}$

として ϕ_i を種々の T および V_R に対して計算した結果が表3-3である。ここで $\log J_R/T^2 - \frac{1}{T}$ と $\log \frac{J_R}{T} - \frac{1}{T}$ のプロットは定性的にはほとんど差はないから、表3-1と表3-3を比較すると、 $|V_R|$ の小さいほど ϕ_i は増加しこれは ϕ_{ac1}, ϕ_{ac2} の測定結果と定性的に一致する。又、低温になるほど ϕ_i は小さいがこれも $\phi_{ac1} > \phi_{ac2}$ であることと一致する。さらに、式 (3.5) より、

$$M \equiv d \log J_R / d \log(-V_R) = -\frac{1}{\epsilon^*} \cdot V_R \quad \dots(3.6)$$

であり、 $\frac{1}{\epsilon^*}$ は式 (3.3)、(3.4) より T の減少に対しては増加するが、 V_R には無関係な量であるから、結局 M は $-V_R$ に比例して増加する。これは表3-2に示した測定結果と一致する。さらに、前述のように S の実測値から $N_d > 10^{17}/\text{cm}^3$ となったが、このような N_d に対しては式 (3.3)、(3.4) より $\frac{1}{\epsilon^*} > 1$ となるので実測結果 $M > 1$ も理解できる。以上の結果より過剰電流はトンネル電流と生成-再結合電流との混合したものと解釈することができる。

3-3 増加電流に対する実験式

加圧による増加電流の電圧依存性は図3-5に示すごとく、低電圧においてはほとんどオーミックであるが、しだいに指数関数的に増加する。したがってこの増加電流を

$$\Delta I_F = K_F(T) (\exp(\alpha_F V_F^2) - 1) \quad \dots(3.7)$$

表3-1 ϕ_{ac} の測定値

試料	15(イ)		18(イ)	
	ϕ_{ac1}	ϕ_{ac2}	ϕ_{ac1}	ϕ_{ac2}
1.0	0.288	0.146	0.290	0.198
2.0	0.252	0.167	0.303	0.194
4.0	0.205	0.136	0.290	0.184
6.0	0.175	0.106	0.290	0.177
8.0	0.159	0.105	0.278	0.179

表3-2 M の測定値

$T(^{\circ}\text{K})$	15(イ)	18(イ)
320	1.44	1.01
300	1.62	1.10
260	2.10	1.22
220	2.39	1.33

表3-3 $\left(\frac{\phi_{BN}}{E_0} \cdot \frac{KT}{q} - \frac{V_R}{\epsilon^*} \cdot \frac{KT}{q}\right)$ の計算値 ($\phi_{BN} \equiv 0.8 \text{ V}$)

$T(^{\circ}\text{K})$	$N_d = 10^{17}/\text{cm}^3$			$N_d = 10^{18}/\text{cm}^3$			
	$-V_R = 8$	$-V_R = 2$	$-V_R = 0.1$	$-V_R = 8$	$-V_R = 4$	$-V_R = 1$	$-V_R = 0.1$
200	0.55	0.738	0.797	0.095	0.413	0.65	0.723
220	0.62	0.754	0.798	0.209	0.478	0.68	0.741
240	0.65	0.763	0.798	0.291	0.523	0.695	0.749
260	0.67	0.768	0.798	0.36	0.560	0.710	0.755
280	0.69	0.772	0.799	0.42	0.594	0.724	0.764
300	0.70	0.776	0.799	0.465	0.617	0.732	0.766
320	0.72	0.779	0.799	0.505	0.640	0.741	0.772

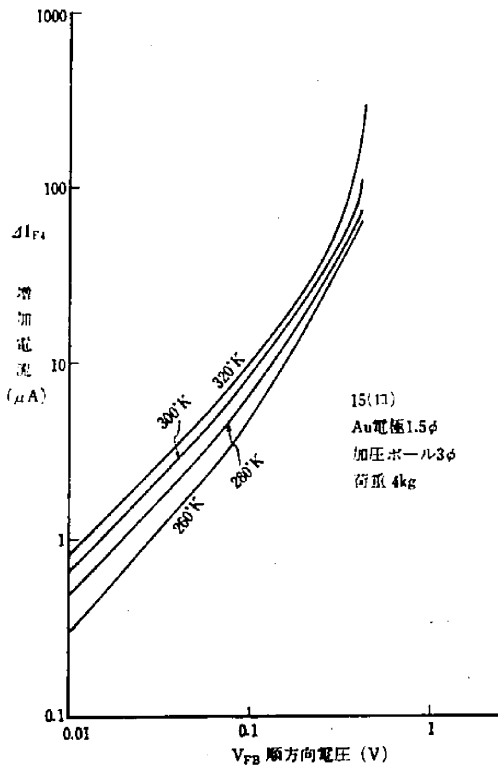


図 3-5 増加電流電圧特性

なる形で表現できるものとし、図 3-5 の特性曲線より α_F, m, K_F を決定した。その結果の一例を表 3-4 に示す。これら各定数の値は試料によって異なり、温度に対する依存性も若干の相違はあるが、温度の上昇とともに α_F は減少し、 K_F は増加する。そこでさらに

$$\alpha_F = \alpha_0 e^{\frac{g}{T}}, K_F = K_{0F} e^{-\frac{\phi_F}{T}} = K_{0F} e^{-\frac{q\phi_F}{kT}} \dots (3.8)$$

表 3-4 試料 15 (口) における α_F, m, K_F の値

T(°K)	荷 重 4 kg			荷 重 2 kg		
	α_F	m	K_F	α_F	m	K_F
320	4.00	1.00	19.7	6.30	1.12	7.75
300	4.75	1.00	13.1	7.92	1.12	3.94
280	5.80	0.98	7.45	8.88	1.16	2.42
260	6.90	1.01	4.80	6.85	1.13	1.38

表 3-5 試料 15-(口) における各定数の値

定 数	荷 重 4 kg	荷 重 2 kg
α_0	0.36	0.76
g	773	693
ϵ_F	2.02×10^3	2.24×10^3
$K_{0F}(\mu A)$	10.8×10^3	7.81×10^3
$\phi_F(V)$	0.174	0.193

と おい て $\alpha_0, g, \epsilon_F, K_{0F}, \phi_F$ を 計 算 し た 結 果 が 表 3-5 である。又、逆方向電流の増加分に対しても同様に

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_R &= K_R(T)(\exp(\alpha_R V_R^n) - 1) \\ K_R &= K_{0R} e^{-\frac{\epsilon_R}{T}} = K_{0R} e^{-\frac{q\phi_R}{kT}} \end{aligned} \right\} \dots (3.9)$$

と おい て 求 め た 結 果 を 表 3-6 に 示 す。

この α_F, α_R は過剰電流を T·F·E 電流と考えた時の S および $\frac{1}{\epsilon_F}$ にそれぞれ対応するものと考えられ、ここで求めた α_F, α_R の温度依存性は S, $\frac{1}{\epsilon_F}$ の理論値が示す温度依存性と一致する。さらに、求めた実験式中の ϕ は加圧によって増加する電流に対する等価的なポテンシャルバリアの高さと考えられ、より大きな荷重に対して ϕ は減少している。又、前述のごとく低温になるほど圧力効果の顕著に現われることは、実験式中の $e^{-\frac{q\phi}{kT}}$ なる項にもとづくものとして解釈できる。

表 3-6 試料 15(口) における各定数の値

T(°K)	荷 重 4 kg			$\epsilon_R = 3.45 \times 10^3$ $K_{0R} = 2.2 \times 10^7$ (μA)
	α_R	m	K_R	
320	0.124	0.82	362	$\phi_R = 0.297(V)$
300	0.130	0.84	285	
280	0.278	0.80	80	
260	0.312	0.82	42.5	

4. 障壁容量の周波数依存性と圧力変化

K. Chino 等⁹⁾ はダイオードの障壁容量は、加圧によっても測定周波数によっても変化しないと報告している。しかしこれは 10 kHz 以上の周波数で測定されており、Si 中の深い不純物単位の存在とその圧力効果への寄与を視測するためには、深い単位中の電子の充放電における時定数が大きいことを考慮して、さらに低い周波数で測定する必要があると思われる。そこで Cu をドープしたダイオードの容量を加圧前後において種々の周波数で測定した結果を図 4-1 に示す。図より、容量と特性曲線の傾き $dV/d(\frac{1}{c})$ が周波数によって変化すること、および高い周波数においては加圧によってほとんど変化しないが、周波数が低くなるにしたがってかなり大きな容量変化の生ずることがわかる。なお、周波数が無限大および零に対する容量は、容量一周波数特性曲線 $\frac{1}{c} - f, \frac{1}{c} - \frac{1}{f}$ において補外法により求めた。一方、Cu をドープしないダイオードでは周波数によっても圧力によっても容量の変化はなく、Cu のドープあるいは熱処理のみを行なって不純物を導入したダイオードでも I-V 特性に圧力変化を生じないダイオードでは、周波数

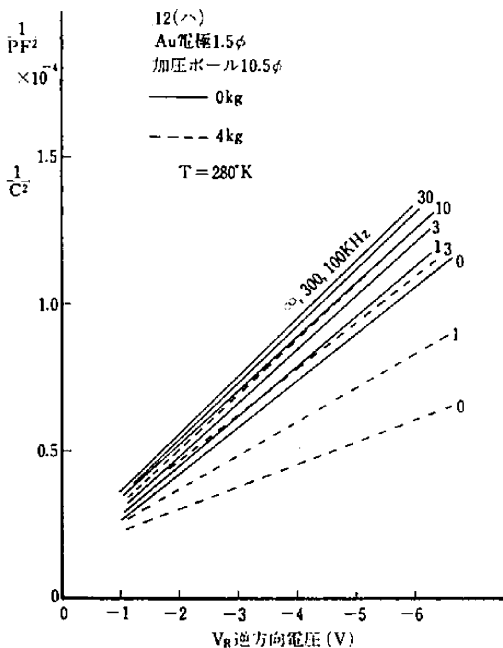


図 4-1 容量—電圧特性

による容量変化を示すだけで圧力による変化は見られなかった。さらに図 4-1 の周波数無限大および零の特性曲線のそれぞれの傾き $dV/d\left(\frac{1}{C^2}\right)$ より、半導体中に存在する種々の不純物の濃度の関係が求まるが¹⁷⁾¹⁸⁾、これらの測定結果より加圧によってバンドギャップ中のドナーとしての深い不純物濃度が增大することがわかる。又、ショットキ接合の面積と実際の加圧部分との面積比を考慮すると、大きな圧力効果を示す試料においては、加圧部では 100 倍以上もの濃度変化が生じている計算になる。このような不純物のエネルギーレベルと、圧力による変化を調べるため、C-V 特性におけるインフレクションポイントの測定¹⁹⁾²⁰⁾を行なったが、このような方法では真性フェルミレベル付近に存在する不純物単位の検知が困難で、明確な情報は得られなかった。

5. む す び

以上の実験結果と検討より、ダイオードを加圧することによって深い単位のドナー濃度が著しく増大することを認め、加圧による電流増加をトンネル電流の増大と考えて実験式を求めた。又、加圧前にダイオードを流れる過剰電流も、その生成の主な原因が深い不純物の存在と関係のあることが認められた。したがって圧力効果の現象としては半導体中の深い不純物が増大することによって過剰電流成分が増加するものとして考えることができ

る。しかしこのような深い単位にもとづく電流成分がトンネル電流であるかどうかについては定量的には未だ明確にできなかったが、電圧および温度依存性よりトンネル電流が一つの成分になっているとは考えられる。又、圧力によって変化する実験式中の等価的な障壁高さ ϕ の物理的内容とともに、加圧によって深いドナーが増大する機構については不明であるが、今後さらに深い不純物のエネルギーレベルと圧力による挙動等に対して見解を積み重ねる必要がある。

6. 謝 辞

今回の実験と検討を行なうに当り、実験とデータ解析に協力された川畑 優、藤田 勉(昭和 49 年本学修士卒) 両氏をはじめ、トラン・トリ・ナン(本学大学院生) および卒業生諸氏に深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) J. J. WORTMAN et al.: J. Appl. Phys. 35, p. 2122 (1964).
- 2) J. J. WORTMAN et al.: J. Appl. Phys. 37 [9], p. 3527 (1966).
- 3) H. KRESSEL et al.: Solid State Electronics 10, p. 213 (1967).
- 4) E. PITTELLI et al.: Solid State Electronics 10, p. 911 (1967).
- 5) W. BERNARD et al.: J. Appl. Phys. 35 [6], p. 1860 (1964).
- 6) K. CHINO et al.: Japan J. Appl. Phys. 13 [1], p. 156 (1974).
- 7) S. TIMOSHENKO and J. N. GOODIER: Theory of Elasticity, McGraw Hill, New York (1951).
- 8) D. KAHNG: Solid State Electronics 6, p. 281 (1963).
- 9) A. G. CHYNOWETH et al.: Physical Rev. 121 [3] p. 684 (1961).
- 10) S. M. SZE: Physics of Semiconductor Device p. 169.
- 11) C. T. SAH: Physical Rev. 123 [5] p. 1594 (1961).
- 12) R. P. Nanavati et al. P.I.E.E. 52, p. 869 (1964).
- 13) 半導体研究 [8] 工業調査会 p. 92, p. 162.
- 14) 半導体研究 [8] p. 161-164.
- 15) F. A. PADOVANI et al.: Solid State Electronics 9, p. 695 (1966).
- 16) G. H. PARKER et al.: Appl. Phys. Letters 14 [1] p. 21 (1969).
- 17) Y. ZOHTA: Solid State Electronics 16, p. 1029 (1973).
- 18) K. HESSE et al.: Solid State Electronics 15, p. 767 (1972).

19) G. I. ROBERTS et al.: J. Appl. Phys. **41**
[4] p. 1767 (1970).

20) G. I. ROBERTS et al.: Solid State Elec-
tronics **16**, p. 29 (1973).