

点接触整流器の Turnover 現象

沼 田 正

The Turnover Phenomenon in Point-Contact Germanium Rectifiers

Tadasi Numata

The properties of turnover phenomenon of the current-voltage characteristics of the forms $I=A(T)V^n \exp(-eV_D/kT)$ and $I=A(T)V^n \exp[-f(V)/kT]$ have been considered by using contact temperature T as $T=T_a \exp(P/2\pi r_0 \xi)$. The theoretical turnover power deduced from the former current-voltage characteristic generally increases with increasing ambient temperature, conflicting with the turnover behaviour in a germanium rectifier. However, the theoretical turnover power deduced from the latter (in the case of the diode theory) decreases with increasing ambient temperature, and also the rate of change of turnover voltage with ambient temperature becomes negative. Therefore, an isothermal characteristic of the form $I=A(T)V^n \exp[-f(V)/kT]$ can lead to the turnover behaviour observed in a germanium rectifier.

The numerical calculations of the theoretical equations obtained in consideration of a Schottky barrier, the diode theory, and intrinsic excitation show a good agreement with the experimental results on a germanium rectifier obtained by Benzer. This agreement between the experiment and the theory is mainly due to the fact that the contribution of the minority carriers generated by intrinsic excitation to the turnover current has been taken into account as a thermal equilibrium approximation.

§1. 緒 論

N-type germanium point-contact rectifiers 及び *P*-type lead sulphide point contact rectifiers の静的電圧電流特性は顕著な turnover 現象を示すことが実験的に知られている。前者については Benzer¹⁾によりかなり詳細に調べられており、turnover voltage は試料により異なり 10volts 程度から数 100volts 程度まで及ぶことが知られている。後者については Henisch²⁾等の実験的研究がある。

これ等 turnover 現象については、turnover voltage 及び turnover power は共に ambient temperature の増加につれかなり急激に減少すると云う顕著な一般的性質があ

る。これに反して **turnover current** は **ambient temperature** が高い場合をのぞけばあまり変化しない。また **turnover** 現象には **oscillograph** を使用しての実験より知られるようにかなりの時効効果があり, **short pulse** を使用しての実験には **turnover** 現象はみられないことが報告されている。³⁾このことより **turnover** 現象の機構は本質的には自己加熱による **thermal effect** だとの推定がなされている。

かゝる観点から **turnover** 現象を説明するために, Hunter⁴⁾ は Newton の冷却法則と $I = AV \exp(-b/kT)$ 型の等温的電圧電流特性を仮定して考察をなしている。

また Armstrong⁵⁾ は $I = A \exp[bV^{\frac{1}{2}} - c]/kT$ 型の電圧電流特性 ($A = \text{const.}$) と **contact** に於て発生する熱は **germanium** 内へのみ放熱され, **germanium** の熱伝導率は絶体温度の逆数に比例するとの仮定のもとに考察を進めている。然し彼等の考察からは **turnover** 及び **turnover voltage** の **ambient temperature** 変化は説明可能であるが, **turnover power** の **ambient temperature** 変化は正となり実験に反する結果しか得られない。最近 Burgess⁶⁾ は Newton の冷却則を仮定して, いろいろの型の電圧電流特性について考察をなしているが, 特に理論的に興味がある $I = AV^n \exp(-f(V)/T)$ 型の電圧電流特性に対しては, **turnover voltage** 及び **power** の **ambient temperature** 変化は同時には負になり得ないとの結論を得ている。その他若干⁷⁾の研究があるが, 以上が最近まで得られている主なる理論的考察の結果の概要である。要するに **turnover** 現象については, その本質を **thermal effect** とみる点においては多くの著者の見解は一致しているが, 然しまだその機構は明確にされているとは言えない。

以下我々は **thermal effect** の観点より **turnover** 現象を考察することにする。**thermal effect** の観点より **turnover** 現象を取扱うかぎり原理的には, 電圧電流特性としては最近著者⁸⁾により論ぜられたような (**barrier** 内の非等温性を考慮した) 非等温的電圧電流特性を採用すべきである。然し非等温的電圧電流特性を使用して理論を一般的に進めていくことは徒に考察を複雑にするので, 問題を簡単に取扱うために差当り等温的電圧電流特性を採用することにする。そして従来呈出されている **image force** を考慮した電圧電流特性を採用しても一応 **turnover** 現象は説明可能なることを示す。また **intrinsic conduction** による **minority caryiers** を適当に考慮すれば実験と理論との一致はかなり定量的に満足すべきものであることを示す。

§2. $I = A(T)V^n \exp[-V_D/kT]$ 型の電圧電流特性の場合

この節ではまず **image force** 効果を見捨てた場合の **point contact rectifiers** の高逆方向特性 ($V \geq 10 \text{ volts}$) 及び **thermistor** 特性とを同時に取扱うことにする。そのため

$$I = A(T)V^n \exp[-V_D/kT] \dots \dots \dots (1)$$

なる型の電圧電流特性を問題にしよう。こゝで I は電流, V は印加電圧, V_D は **diffusin**

potential energy, e は電子電荷の大きさ, k は Blzmann 定数, T は絶体温度である。また n は正の parameter である。(1) 式は $n=0$ のときは point contact rectifiers の飽和電流を与える式であり, $n=1$ のときは Mott type の, $n=2$ のときは Schottky type の逆方向特性を夫々与える。また $n=1$ のときは thermister 特性を与えるものとみることが出来る。

turnover 現象を調べるには電圧電流特性の外に contact の温度に関する知識が必要である。contact の温度を与える式としては簡単に次式を採用する。⁹⁾

$$T = T_a \exp(aP), \dots\dots\dots (2)$$

$$a = \frac{1}{2\pi r_0 \xi} \dots\dots\dots (3)$$

ここで T は contact の温度, T_a は contact より充分はなれた点における半導体の温度であり ambient temperature に等しいと仮定する。 P は barrier 内消費電力であり, r_0 は whisker の(半導体との) contact 部分を半球面と考えたときの半径, ξ は半導体の熱伝導率が ξ/T で与えられると仮定したときの定数である。

(2) 式を変形すれば

$$\log T/T_a = aP (= aIV) \dots\dots\dots (4)$$

となる。

(1) 式を (4) 式に代入すれば

$$\log \frac{T}{T_a} = aA(T)V^{n+1} \exp[-V_D/kT] \dots\dots\dots (5)$$

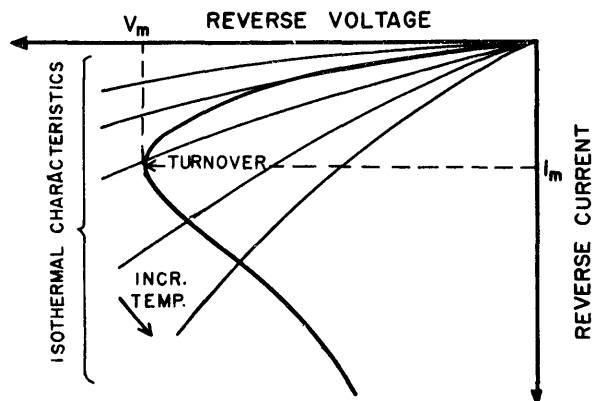
が得られる。(5) 式は $T_a = \text{const.}$ のときには, V は T の函数なることを示している。

一般に contact temperature T は barrier 内消費電力 P の増加と共に増加する。従って T を変数とみれば turnover condition は

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_{T_a} = 0 \dots\dots\dots (6)$$

で与えられる。このことは第1図を参照すれば容易に理解出来る。

(5) 式を T で偏微分して得られる式に $(\partial V/\partial T)_{T_a} = 0$ を代入し, 然る後また (5) 式を使用すれば



第1図 germanium point contact rectifier の静的逆方向 turnover 特性及び静的等温特性

$$\frac{T_m/T_a}{\log T_m/T_a} = \frac{V_D}{kT_a} + \frac{T_m}{T_a} \left(T_m \frac{A'}{A} \right) \dots\dots\dots (7)$$

が得られる。こゝで添字 m は turnover point における値を示すものであり、 $A' \equiv (dA/dT)_{T=T_m}$ である。(7) 式は turnover temperature T_m を決定する式である。これより T_m は V_D , T_a , の外に $A(T)$ を通じて barrier の構造因子及び charge carrier に関する諸量等に依存することがわかる。 T_m の値は解析的には求められないが数値計算により求めることが出来る。

(4) 式は turnover point においても成立する。(4) 式より turnover power の T_a に対する変化率を求めれば

$$\frac{dP_m}{dT_a} = \frac{1}{aT_a} \left(\frac{T_a}{T_m} r - 1 \right) \dots\dots\dots (8)$$

こゝで

$$r \equiv \frac{dT_m}{dT_a} \dots\dots\dots (9)$$

が得られる。(8) 式より dP_m/dT_a の正負は r の値によることがわかる。

次に turnover voltage V_m の T_a に対する変化率を求める。(5) 式を T_a で微分し、然る後 (1), (5) (7) 式を使用すると

$$\frac{dV_m}{dT_a} = - \frac{1}{a(n+1)I_m} - \frac{1}{T_a} < 0 \dots\dots\dots (10)$$

が得られる。 dV_m/dT_a は電圧電流特性にかゝらず負である。従って V_m は T_a の増加と共に必ず減少することがわかる。

r の値は (7) 式より求められて

$$r = \frac{T_m}{T_a} \frac{\frac{V_D}{kT_m} + T_m \frac{A'}{A}}{\frac{V_D}{kT_m} + T_m \frac{A'}{A} - \left(1 - T_m \Gamma \log \frac{T_m}{T_a} \right)} \dots\dots\dots (11)$$

こゝで

$$\Gamma(T_m, T_a) = \frac{2A(T_m)A'(T_m) + T_m \{ A''(T_m)A(T_m) - A'(T_m)^2 \}}{2A(T_m)^2} \dots\dots\dots (12)$$

となる。

次に dI_m/dT_a を求める。そのために (4) 式を T_a で微分し、然る後 (10), (11) 式を代入すれば

$$\frac{dI_m}{dT_a} = \frac{I}{aV_m T_a} \left\{ \frac{\frac{V_D}{kT_m} + T_m \frac{A'}{A}}{\frac{V_D}{kT_m} + T_m \frac{A'}{A} - \left(1 - T_m \Gamma \log \frac{T_m}{T_a} \right)} - \frac{n}{n+1} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

が得られる。(13) 式中の括弧の中は通常正である。従って $dI_m/dT_a < 0$ となり、 I_m は T_a の増加と共に増加する。(11) 式、(12) 式中の $T_m A'/A$ 、 $T_m \Gamma$ については §3 を参照せよ。turnover point においては通常 $1/T_m \Gamma > \log T_m/T_a$ が充分満たされていると考えられる。従って (13) 式より $r > T_m/T_a$ となり、 $dP_m/dT_a > 0$ となる。即ち P_m は T_a の増加と共に増加する。以上の結果をまとめて記せば

$$\frac{dV_m}{dT_a} < 0, \quad \frac{dP_m}{dT_a} > 0, \quad \frac{dI_m}{dT_a} > 0.$$

となる。従って image force を無視したこの節の議論では一応 point contact rectifiers の turnover 現象は説明不可能のようにみえる。然し thermistor 特性とは矛盾しないことは注意すべきであろう。

§3. $I = A(T)V^n \exp[-f(V)/kT]$ 型の電圧電流特性の場合

image force 効果或いは field emission 効果を考慮した場合の point contact rectifiers の等温的電圧電流特性の理論式は高逆方向印加電圧のもとでは一般に次式で与えられる。

$$I = A(T)V^n \exp[-f(V)/kT] \dots \dots \dots (14)$$

ここで $f(V)$ は採用する barrier model 及び近似で定まる印加電圧 V の既知函数である。また $A(T)$ は採用される理論によって決まる T の函数である。

(4) 式を (14) 式に代入すれば

$$\log \frac{T}{T_a} = a A(T) V^{n+1} \exp[-f(V)/kT] \dots \dots \dots (15)$$

が得られる。上式を T で微分し、turnover condition を代入し、然る後 (15) 式を使用すれば一応次式が得られる。

$$f(V_m) = kT_m^2 \left\{ \frac{1}{T_m} \frac{1}{\log T_m/T_a} - \frac{A'(T_m)}{A(T_m)} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

$f(V_m)$ は V_m の既知函数であるので、(16) 式を V_m について解きその解を

$$V_m = \phi(T_m, T_a) \dots \dots \dots (17)$$

とする。(17) 式を (15) 式に代入すれば

$$\log \frac{T_m}{T_a} = a A(T_m) \phi^{n+1}(T_m, T_a) \exp \left\{ -\frac{1}{\log T_m/T_a} + \frac{T_m A'(T_m)}{A(T_m)} \right\} \dots \dots \dots (18)$$

が得られる。上式が T_m を決定する方程式である。

dP_m/dT_a は (4) 式より求められて

$$\frac{dF_m}{dT_a} = \frac{1}{aT_a} \left(\frac{T_a}{T_m} r - 1 \right) \dots\dots\dots(19)$$

となる。

次に dV_m/dT_a を求める。(15) 式を T_a で微分し然る後 (14), (15) 式を使用すると一応次式が得られる。

$$-\frac{1}{T_a} = \left\{ a(n+1)I_m - \frac{f'(V_m)}{kT_m} \log \frac{T_m}{T_a} \right\} \frac{dV_m}{dT_a} \dots\dots\dots(20)$$

(16) と (20) 式とより若干の計算の後

$$\frac{dV_m}{dT_a} = \frac{1}{a(n+1)I_m} \left\{ \left(\frac{1}{T_m} r - \frac{1}{T_a} \right) \left(1 - \frac{1}{\log T_m/T_a} \right) - r\Gamma(T_m, T_a) \log \frac{T_m}{T_a} \right\} \dots\dots(21)$$

が得られる。こゝで $\Gamma(T_m, T_a)$ は § 2 の (12) 式と同一である。

r は (18) 式を T_a で微分し、得られる式に更に (18) 式を使用して計算すれば得られる。

$$r = \frac{T_m}{T_a} \Psi(T_m, T_a) \dots\dots\dots(22)$$

こゝで

$$\Psi(T_m, T_a) = \frac{\left(1 - \frac{1}{\log T_m/T_a} \right) + (n+1)T_a \frac{\log T_m/T_a}{\phi(T_m, T_a)} \left(\frac{\partial \phi}{\partial T_a} \right)}{\left(1 - \frac{1}{\log T_m/T_a} \right) - (n+1)T_m \frac{\log T_m/T_a}{\phi(T_m, T_a)} \left(\frac{\partial \phi}{\partial T_m} \right) - T_m \Gamma \log \frac{T_m}{T_a}} \dots\dots(23)$$

である。

次に dI_m/dT_a を求める。(4) 式を T_a で微分し、然る後 (21) 式を代入すれば

$$\frac{dI_m}{dT_a} = \frac{1}{aV_m} \left(\frac{1}{T_m} r - \frac{1}{T_a} \right) \left\{ 1 - \frac{1}{n+1} \left\{ 1 - \frac{1}{\log T_m/T_a} - \frac{rT_a T_m}{rT_a - T_m} \Gamma \log T_m/T_a \right\} \right\} \dots\dots\dots(24)$$

が得られる。

以上の計算により、我々は一応この節の電圧電流特性の **turnover** 現象を調べるに必要な一般式を得たわけである。然しこれら諸式中には V^n , $A(T)$, $f(V)$ 等の不特定函数及びこれらから導かれる諸函数が入っている。従ってこれら一般式が実際に観測される **turnover** 現象の特質と矛盾しないかどうかの見通しは直ちには得られない。以下では我々は **barrier model** 及び整流理論を限定することにより具体的な電圧電流特性について若干の考察をなしてみよう。

barrier model として **Mott barrier** 及び **Schottky barrier** を選べば $f(V)$ の函数形

は image force を考慮して夫々次のようになる。

$$f(V) = V_D - b_s V^{1/s}, \quad \begin{cases} S=2 : \text{Mott barrier} \\ S=4 : \text{Schottky barrier} \end{cases} \dots\dots\dots (25)$$

こゝで

$$b_s = \begin{cases} \left(\frac{e^2}{\epsilon d} \right)^{1/2}, & (S=2). \\ \left(\frac{8\pi N e^6}{\epsilon^3} \right)^{1/4}, & (S=4). \end{cases} \dots\dots\dots (26)$$

である。 V_D は diffusion potential energy, d は Mott barrier を仮定したときの barrier の厚さ, ϵ は barrier 物質の電媒定数, N は barrier 内 impurity ions の density である。(25) 式中の V は potential energy であらわされている。

(16), (17), (25) 式より, $\phi(T_m, T_a)$ は

$$\phi(T_m, T_a) = \frac{1}{b_s^s} \left\{ V_D - k \left(\frac{T_m}{\log T_m/T_a} - T_m^2 \frac{A'}{A} \right) \right\}^s \dots\dots\dots (27)$$

となる。

(27) 式を使用して, (23) 式の $\Psi(T_m, T_a)$ を求めると

$$\Psi(T_m, T_a) = \frac{\left(\frac{1}{\log T_m/T_a} - 1 \right) + sA}{\left(\frac{1}{\log T_m/T_a} - 1 \right) + sA + \left(\log \frac{T_m}{T} \right) \left\{ T_m \Gamma - sA \left(1 - T_m \Gamma \log \frac{T_m}{T_a} \right) \right\}} \dots\dots\dots (28)$$

こゝで

$$A(T_m, T_a) = \frac{(n+1)kT_m}{V_D \log T_m/T_a - kT_m + kT_m^2 A'/A \log T_m/T_a} \dots\dots\dots (29)$$

が得られる。(28), (29) 式中には b_s はあらわには含まれていない。

$A(T)$ は一般に charge carriers の density, mobility 等温度依存性を有する項と温度依存性を有しない定数との積であらわすことが出来るので

$$A = \alpha T^t \dots\dots\dots (30)$$

とおけば

$$T_m \frac{A'}{A} = t, \quad T_m \Gamma(T_m, T_a) = t. \dots\dots\dots (31)$$

が得られる。こゝで α は T によらない定数であり, t は適当な parameter である。charge carrier density の温度依存性を無視した diode theory の場合には $t=1/2$ であり, charge carrier density, mobility 及び電媒定数等の温度依存性を無視した diffusion theory の場合には $t=1$ となる。

point contact rectifiers の turnover 現象の特質である $dP_m/dT_a < 0$, $dV_m/dT_a < 0$ の二条件を満たすための必要条件は (19), (21), (22), (28), (29), (31) 式を使用して求めることが出来る。実験により観測される turnover point では $\log T_m/T_a < 1$ が充分満たされていると思われるので

$$\log T_m/T_a < 1, \quad A(T_m, T_a) > 0 \dots\dots\dots (32)$$

の仮定のもとにこれらの条件を求めると

$dP_m/dT_a < 0$ なるための必要条件として

$$\frac{V_D}{kT_a} > \frac{T_m/T_a}{\log T_m/T_a} \left\{ \left\{ 1 + \frac{s(n+1)}{t} \right\} - \left\{ t + s(n+1) \right\} \log \frac{T_m}{T_a} \right\} \dots\dots\dots (33)$$

が得られる。

$dV_m/dT_a < 0$ なるための必要条件としては

$$\frac{1}{t} + \frac{(\log T_m/T_a)^2}{1 - \log T_m/T_a} > 0 \dots\dots\dots (34)$$

が得られる。

(34) 式は (32) の仮定のもとに parameter t が正であれば満たされる。従ってこの場合に対する T_m を決定する (13) 式が解を有し、その解が (32) の仮定をみたすならば $dV_m/dT_a < 0$ となる。同様に (18) 式の解 T_m が (32), (33) 式を満たせば $dP_m/dT_a < 0$ となる。実際の germanium diode について既知の定数の値を使用し Schottky barrier 及び diode theory を仮定しての数値計算の結果によれば上述の条件は一応皆みたされていることがわかった。diffusion theory についての数値計算は行なっていないが大同少異だと思われる。従ってこの節で取扱った電圧電流特性は実測される turnover 現象の特質と定性的に一致すると言える。

若しも $A(T) = \text{const.}$ ならば

$$A' = 0, \quad \Gamma = 0$$

となるので, A, Ψ は夫々

$$A(T_m, T_a) = \frac{(n+1)kT_m}{V_D \log T_m/T_a - kT_m},$$

$$\Psi(T_m, T_a) = \frac{\left(\frac{1}{\log T_m/T_a} - 1 \right) + SA}{\left(\frac{1}{\log T_m/T_a} - 1 \right) + SA(1 - \log T_m/T_a)} > 1$$

となり, (19), (21) 式より夫々

$$\frac{dP_m}{dT_a} > 0, \quad \frac{dV_m}{dT_a} < 0.$$

が得られる。これは実験結果と矛盾する。この場合が丁度 **Armstrong⁵⁾** が論じたものに
あたっている。

§4. 数 値 計 算

この節では前節で与えた一般式の数値計算を行なう、計算に当り i) **Schottky barrier**, ii) **diode theory**, iii) **N type semiconductor** を採用する。minority carriers を無視した
予備の数値計算によれば、 $dP_m/dT_a < 0$, $dV_m/dT_a < 0$ の両条件は満たされるが、 T_a が
極く低い場合を除けば T_m は一般に高温になる。従って **turnover point** に於ては半導体
の full band より conduction band 内への electrons の excitation を考慮する必要がある。
こゝではこれらの electrons を考慮して数値計算を行なうことにする。かくすれば
整流機構に一部の変更をきたすがそれについては §5 で論ずることにする。

intrinsic excitation による conduction electrons の増加は

$$2[2\pi m_n^{1/2} m_h^{1/2} / h^2]^{3/2} (kT)^{3/2} e^{-E_g/2kT}$$

で与えられる。こゝで E_g は conduction band と full band との間の energy gap で
あり、 h は Planck の定数、 m_n , m_h は夫々 electron 及び hole の effective mass であ
る。impurity centres は完全電離しているので majority carrier である electrons の
total density n は

$$n = N + 2[2\pi m_n^{1/2} m_h^{1/2} / h^2]^{3/2} (kT)^{3/2} e^{-E_g/2kT} \dots\dots\dots (35)$$

で与えられる。(35) 式、(27) 式及び仮定 i), ii) のもとに (18) 式は次のように書ける。

$$\frac{\log X \exp \left[\frac{1}{\log X} - D(X) \right]}{X^{1/2}} = \frac{aA(X)T_a^{1/2}}{b_4^4} \left[V_D - kT_a \left(\frac{X}{\log X} - XD(X) \right)^4 \right] \dots (36)$$

こゝで

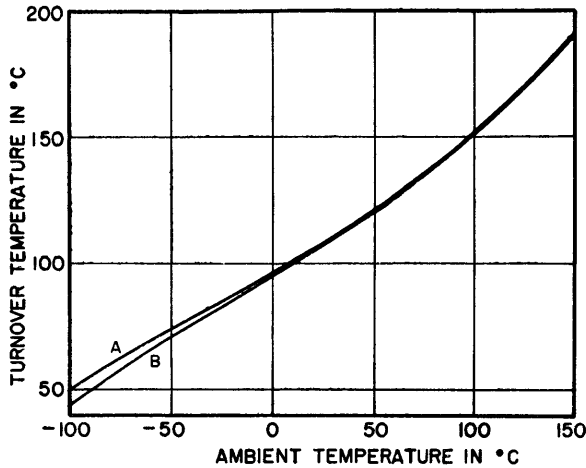
$$X = T/T_a \dots\dots\dots (37)$$

$$A(X) = e \left(\frac{kT_a}{2\pi m_n} \right)^{1/2} X^{1/2} [N + B(X, T_a)] \dots\dots\dots (38)$$

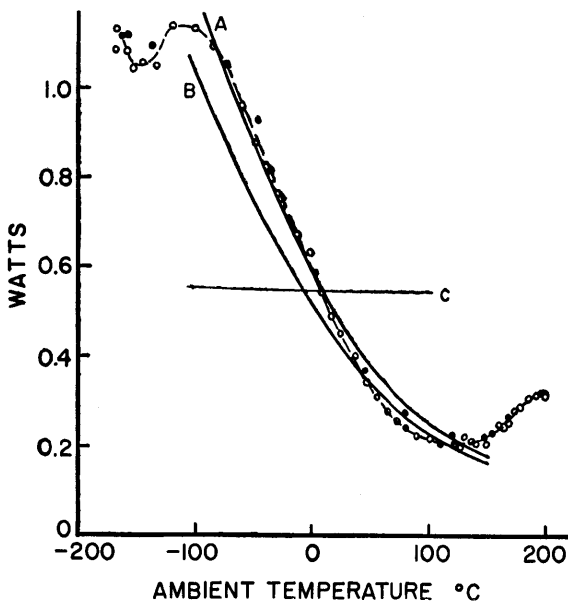
$$B(X, T_a) = 2[2\pi m_n^{1/2} m_h^{1/2} / h^2]^{3/2} (kT_a)^{3/2} X^{3/2} e^{-E_g/2kT_a X} \dots\dots\dots (39)$$

$$D(X) = \frac{TA'(T)}{A(T)} = \frac{1}{2} \frac{N + \left(4 + \frac{E_g}{kT_a X} \right) B(X, T_a)}{N + B(X, T_a)} \dots\dots\dots (40)$$

$$b_4' = \frac{8\pi N(T)e^6}{\epsilon^3} = \frac{8\pi Ne^6}{\epsilon^3} \dots\dots\dots(41)$$



第2図 T_m 対 T_a の理論曲線, 曲線 A は $r_o = 1.7 \times 10^{-3} \text{cm}$, 曲線 B は $r_o = 1.5 \times 10^{-3} \text{cm}$ に対するもの。
 $V_D = 0.67 \text{eV}$, $E_G = 0.76 \text{eV}$, $\epsilon = 16$, $N = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, $\xi = 180 \text{ watt cm}^{-1}$ を使用。



第3図 P_m 対 T_a の理論曲線及び Benzer の実験 data. 曲線 A は $r_o = 1.7 \times 10^{-3} \text{cm}$, 曲線 B は $r_o = 1.5 \times 10^{-3} \text{cm}$ に対するもの。定数値は第2図の場合と同じ。曲線 C は intrinsic excitation を無視しての計算 $r_o = 8.4 \times 10^{-4} \text{cm}$ に対するもの他の定数値は曲線 A, B と同じ。
 図中の白丸は温度上昇時の, 黒丸は温度下降時の測定値である。

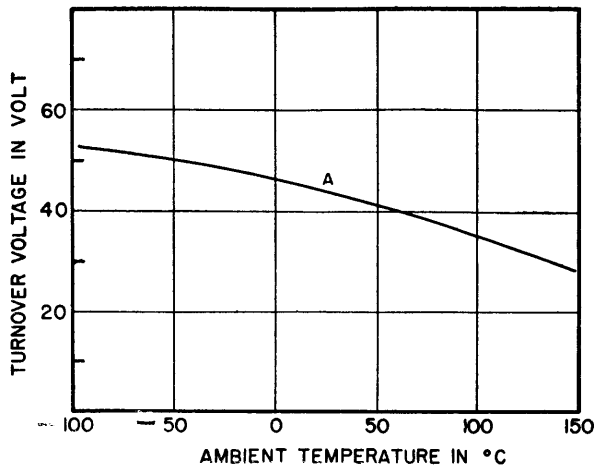
である。(41) 式中の $N(T)$ は turnover 時における barrier の高さの maximum を求めるために必要な barrier 内の total charge density であるが, こゝでは近似的に N に等しいと仮定されている。また ϵ の温度依存性は考慮されていない。

T_a の値を具体的に与えれば, (36)式を満たす X の値 X_m は (37)より(41)式までを考慮して X を parameter として数値計算により求めることが出来る。 X_m がきまれば, (36)式より与えられた T_a に対する T_m の値が求まる。

第2図には $r_o = 1.5 \times 10^{-3} \text{cm}$, $r_o = 1.7 \times 10^{-3} \text{cm}$ のときこのようにして求められた T_m 対 T_a の曲線が示してある。計算に当っては $V_D = 0.67 \text{eV}$, $E_G = 0.76 \text{eV}$, $\epsilon = 16$, $N = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, $\xi = 180 \text{ watt/cm}$ を使用した。また $m_n = m_h = m$, m としては電子の静止質量を採用した。

X_m の値がきまれば (4) 式より P_m の値を求めることが出来る。第3図には Benzer の実験 data と共に我々の得た P_m 対 T_a の理論曲線が示してある。

図中の曲線 A, B はこの節の計

第4図 V_m 対 T_a の理論曲線

曲線 A の定数値は第2, 第3図と同じ。

算によったものであり、曲線 C は intrinsic excitation を無視した場合に得られたものである。

第4図には (17) 及び (27) 式より求めた V_m 対 T_a の曲線が示されている。

§5. 議 論

我々は §2, §3 において (4) 式で与えられる contact temperature を有する point contact diode について、その turnover 現象を支配する一般式を得た。

その結果前述のように minority

carriers を考慮しない一般論では image force 効果は無視すれば turnover 現象は説明出来ないが、image force 効果を取り入れれば diode theory でも turnover 現象は説明可能であることを知った。このことは一つの重要な結果と思われる。Burgess⁶⁾ は §3 型の電圧電流特性の turnover 現象の説明に失敗している。その失敗の主たる原因は使用した冷却法則の相違 ((4) 式は一種の非 Newton type の冷却則とみることが出来る。) によるよりも寧ろ彼が $A(T) = \text{const.}$ ととったことに由来するものと思われる。同様なことは Armstrong の場合についても言える。従って turnover 現象には $A(T)$ の温度依存性及び image force 効果が共に重要な役割をなしていると言えよう。

(27) 式よりわかるように turnover voltage V_m は image force 効果のため potential の山がなくなる電圧 $V_o (= V_g^2 / b_s^2 e)$ より温度効果のためかなり低くなっていることがわかる。換言すれば turnover は印加電圧が V_o に達しない以前におこるわけである。

P_m , V_m , T_m は式よりわかるように半導体の諸定数に強く依存しているが、この外に whisker の contact 部の半径 r_o にも思いの外強く依存している。このことは turnover 現象の実験的研究の際には留意すべきことである。

第3図の曲線 A は我々の計算の近似の粗さにかかわらず Benzer¹⁾ の実験 data と低温部及び高温部の一部を除きかなり良い定量的な一致を示している。数値計算にさいして使用した定数値は主として Benzer の論文によった (但し N は Benzer の値の2倍)。実験 data では T_a が約 120°C 以上では $dP_m/dT_a > 0$ となっている。この様な傾向は (36) 式からも推察出来るが ((36) 式の右辺の小括弧の中の $X/\log X - XD(X)$ の符号が高温

では反転する。), 然しその主たる原因は r 。その他の諸定数の温度変化に求むべきであろう。

第4図の V_m 対 T_a の曲線は Benzer の結果と半定量的な一致を示している。第2図では T_m は T_a の上昇と共に増加している。Henisch¹⁰⁾ 等の実験によれば, $T_m \approx \text{const.}$ なる結果が得られている。然し実験的に contat の真の温度が求められているわけではないので, この点別段大きな支障になるとは思われない。

§2型の電圧電流特性の場合でも **intrinsic excitation** を考慮すれば **turnover** 現象は説明可能と思われるが, 数値計算を行っていないのでその詳細は不明である。

次に §4で採用した我々の数値計算の性格について考察しよう。我々の理論の出発点である逆方向電圧電流特性の一般形は **charge carriers** が一種類のときに得られたものであり, **turnover** の議論はそのような式をもとにして展開されている。また理論式の数値計算に際しては **electrons** の **excitation** を考慮し **conduction band** 内の **charge carriers** の **total density** は (35) 式で与えられるとしている。この際 **full band** 内に生ずる **holes** については別段考慮されていない。従って一応形式的にみれば **turnover current** は **electron current** のみからなるものとして取扱われ, 故意に **hole current** の **turnover current** への寄与は無視されているかの如くみえる。然し以上のような計算法にかゝらず, 実は **diode theory** を使用して我々が上記のようにして求めた **turnover current** は **metal** からの **electron current** と半導体からの **hole current** との両者から構成されているとみるべきである。このことは半導体内の **conduction electron density** を N でなく n としたこと及び **diode theory** の構成のされ方に起因している。

N type 半導体に対する等温的 **diode theory** では, まづ **electrons** が半導体側より **barrier** を越えて単位時間内に金属側へ飛び込むことにより生ずる電流 j_1 を計算により数式的に求める。この j_1 は **barrier** の高さ従って外部印加電圧に依存する。金属側より **barrier** を越えて半導体内へ入り込む **electrons** による電流を j_2 とする。整流電流 j は $j = j_1 + j_2$ で与えられる。この際 j_2 の値は j_1 に無関係に直接計算によって求められるのではなく, 印加電圧が 0 のとき j_1 と釣り合うものとして即ち $j = 0$ になるように j_1 の値から間接的に決定される。充分大きな逆方向印加電圧ではこの様にして決定した j_2 の値が j を与えることになる。image force 効果を考慮する場合も上述の事情には変りわない。

charge carriers が一種類の場合の整流電流を与える式に於て形式的に N を **intrinsic excitation** を考慮した n で置きかえることにすれば, 上述の **diode theory** の構成のされ方はそのまゝうけつがれる。従ってこの場合には j_1 は上述の場合と全く同様であるが, 然し j_2 は上述の金属側より半導体内へ入り込む電子による電流と **full band** 内に生じた

holes が金属側に流れこむことにより生ずる hole current との和になっている。この際 hole current には potential barrier による障害はない。このような j_2 が印加電圧が 0 のときの j_1 と釣合っているとみるべきである。従って我々が求めた逆方向電流には熱平衡近似に於て hole current も取入れられていることになる。

かゝる観点より第 2 図, 第 3 図を考察すれば極く低温を除き electron current の外に hole current が turnover current へ大きく寄与していることがうかがい知れる。

最後に本論文の一部分につき討論して頂いた九州大学の水野, 田中両教授に感謝の意を表する。

文 献

- 1) S. Buzer: J. Appl. Phys., **20** (1949) 804
- 2) H. K. Henisch (ed.): *Semi-Conducting Materials* (London Butterworths Scientific Publications Ltd., 1951) P. 87
- 3) A. I. Bennett and L. P. Hunter: Phys. Rev., **81** (1951) 152
- 4) L. P. Hunter: Phys. Rev., **81** (1951) 151
- 5) H. L. Armstrong: J. Appl. Phys., **24** (1953) 1332
- 6) R. E. Burgess: Proc. Phys. Soc., **B** (London) **68** (1955) 908
- 7) A. Lempicki and C. Wood: Proc. Phys. Soc., **B** (London) **67** (1954) 328 ; P. T. Landsberg: Proc. Phys. Soc., **B** (London) **69** (1956) 763 ; E. Billig: Phys. Rev., **87** (1952) 1060
- 8) T. Numata: J. Phys. Soc. Japan, **14** (1959) 902
- 9) H. K. Henisch: *Rectifying Semi-Conductor Contact* (Oxford, 1948) P. 260
- 10) P. M. Tipple and H. K. Henisch: proc. phys. Soc., **B** (London) **66** (1953) 826