

電子遷移効果発振の動作機構とその特性

Characteristics and Mechanisms of the Transferred Electron Oscillators

生 駒 俊 明*

Toshiaki IKOMA

ガン発振, LSA 発振の動作機構を現象論的に考察し, それらの発振特性を材料の性質との関連において解析できるような大振幅近似理論を明らかにし, これらの発振の電流波形を実験的に観測することによってこの理論の妥当性を示した. その結果これらの発振現象をマイクロ波源として実用する場合に, その動作条件を回路論的に取り扱えるようになり, 設計理論に対する基本的な手がかりを与えたことになる.

1. はじめに

電子遷移効果発振とは, n 形 GaAs のような二谷半導体(Two-Valley Semiconductor, 導電帯にエネルギーの異なった極小点が二つ存在するような半導体)に高電界を印加したときに, 上の谷に電子が遷移することによって生ずる負性抵抗特性に基づく発振をいう. 一般にこれはその実験的発見者¹⁾の名によってガン発振と呼ばれているものであるが, その後 J. A. Copeland²⁾が, 計算機シミュレーションによって同じ効果に基づく異なった特性の LSA 発振と呼ばれる発振を見だし, 人によってはガン発振と区別しているのので, ここでは上記のように広く呼称する. このような発振が見られる材料は GaAs, InP, CdTe, ZnSe などであるが, ほとんどの研究は GaAs に関するもので, この材料が現在これらの中では比較的良好にわかっているのので, 本文においてはもっぱら GaAs に関して話を進める.

この発振周波数は, 通常マイクロ波帯であって, 他の固体マイクロ波発振現象に比べて発振が良質でかつ出力が大きく(たとえば数 GHz で数 10 mWCW) 実用的価値が高いとみられたため, 非常に多くの研究がなされ³⁾, 現在その動作機構の概要は明らかになったと考えてよい. そのため解説, レビューなどはかなり多く見受けられるが, 本文においては筆者らがこれまで研究を進めてきたところに基づいて, これらの発振現象をいくつかに分類し, そのおのおの動作機構を比較的簡単に解析し, その特性を明らかにしてみたいと思う.

2. 電子の平均ドリフト速度と電界の関係

n-型 GaAs では, そのバンド構造に基づいて, 3.2 kV/cm 以上の電界では図 1 に示す電圧制御形の負性抵抗特性がある. この特性はほぼ 10 GHz 程度の周波数まで追従するものと考えられるが, これ以上高い周波数では電子の加熱および遷移に要する時間が影響し, その特性が異なってくる. 以下では簡単のため図 1 に示す特性が成り立つ範囲で考え, これを同図実線で近似して表わすことにする. すなわち電子の平均ドリフト速度 $v(E)$

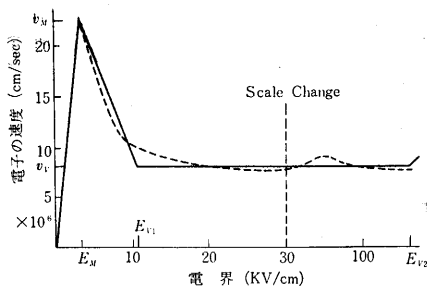


図 1 電子の平均ドリフト速度と電界の関係 (破線は Butcher らの計算による)

$$\left. \begin{aligned} \text{を } v_M \text{ で正規化したものを } v'(E') \text{ とすると} \\ v'(E') = E', \quad 0 \leq E' \leq 1 \\ v'(E') = 1 + \mu_s'(E' - 1), \quad 1 \leq E' \leq E_{V1}' \\ v'(E') = v_V', \quad E_{V1}' \leq E' \leq E_{V2}' \\ v'(E') = \mu_U' E', \quad E_{V2}' \leq E' \end{aligned} \right\} (1)$$

ここに E' は E_M で正規化した電界, μ_s' は低電界の移動度 μ で正規化した負の移動度, μ_U' は同じく正規化された上のバンドの移動度, v_V' は v_M で正規化された谷のドリフト速度, v_M, E_M は図 1 のとおり. この $v-E$ 特性は五つの特性量 μ, E_M, v_V, E_{V1} および E_{V2} で表わされる.

3. LSA 発振⁴⁾

(1) 電流波形

GaAs の半導体片の両端にオーム性電極を付けて, 電圧を印加した場合には両端の電荷の蓄積や内部の不均一に基づく電荷蓄積を考えない場合には, 均一電界がかかり, ダイオードの端子間に図 1 の電圧-電流特性が現われる. バイアス電界が 3.2 kV/cm 以上であれば負特性を示し, 共振回路につなぐことによって発振が可能である. 一般に定常状態で発振が持続している場合は, 大振幅動作であるから, 線型理論では取り扱えない. そこで現象論的に発振状態にあるダイオードの等価回路を導く. まずダイオードが反共振回路につなぐ端子電圧が

$$V(t) = V_a + V_R \sin \omega t \quad (2)$$

で変化している場合の電流を求める. ダイオード内が均一電界の場合を考えているから, 電流はドリフト電流と

* 東京大学生産技術研究所第 3 部

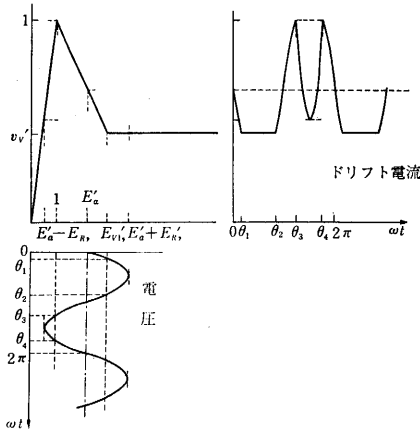


図 2 LSA 発振の電圧と電流波形

変位電流からなる。変位電流は $v-E$ 特性に関係なく、 $\epsilon \frac{\partial E(t)}{\partial t}$ で与えられるから、これによって生ずる容量はダイオードの静電容量 $C_a = \epsilon \frac{A}{L}$ (L : 試料長, A : 断面積) に等しい。ドリフト電流は(2)式の端子電圧に対して図2に示したようになるが、波形は交流振幅と直流バイアスによって変わってくる。後に述べる空間電荷抑制の条件を考慮すると $E_a' - E_R' < 1$ の範囲に限って考えればよい。ドリフト電流 $I_{drift}(t)$ を Aen_0v_M で正規化したものを $I_{drift}'(t)$ とすると、 $I_{drift}'(t)$ は次のように定式化される。

① $1 \leq E_a' \leq E_{V1}'$, $E_a' + E_R' \leq E_{V1}'$ のとき

$$\left. \begin{aligned} I_{drift}'(t) &= 1 + \mu_s'(E_a' - 1) + \mu_s'E_R' \sin \omega t, & 0 \leq \omega t \leq \theta_3 \\ I_{drift}'(t) &= E_a' + E_R' \sin \omega t, & \theta_3 \leq \omega t \leq \theta_4 \\ I_{drift}'(t) &= 1 + \mu_s'(E_a' - 1) + \mu_s'E_R' \sin \omega t, & \theta_4 \leq \omega t \leq 2\pi \end{aligned} \right\} (3)$$

② $1 \leq E_a' \leq E_{V1}'$, $E_{V1}' \leq E_a' + E_R'$ のとき

$$\left. \begin{aligned} I_{drift}'(t) &= 1 + \mu_s'(E_a' - 1) + \mu_s'E_R' \sin \omega t, & 0 \leq \omega t \leq \theta_1 \\ I_{drift}'(t) &= v_{V1}', & \theta_1 \leq \omega t \leq \theta_2 \\ I_{drift}'(t) &= 1 + \mu_s'(E_a' - 1) + \mu_s'E_R' \sin \omega t, & \theta_2 \leq \omega t \leq \theta_3 \\ I_{drift}'(t) &= E_a' + E_R' \sin \omega t, & \theta_3 \leq \omega t \leq \theta_4 \\ I_{drift}'(t) &= 1 + \mu_s'(E_a' - 1) + \mu_s'E_R' \sin \omega t, & \theta_4 \leq \omega t \leq 2\pi \end{aligned} \right\} (4)$$

③ $E_{V1}' \leq E_a'$ のとき

$$\left. \begin{aligned} I_{drift}'(t) &= v_{V1}', & 0 \leq \omega t \leq \theta_1 \\ I_{drift}'(t) &= 1 + \mu_s'(E_a' - 1) + \mu_s'E_R' \sin \omega t, & \theta_1 \leq \omega t \leq \theta_3 \\ I_{drift}'(t) &= E_a' + E_R' \sin \omega t, & \theta_3 \leq \omega t \leq \theta_4 \\ I_{drift}'(t) &= 1 + \mu_s'(E_a' - 1) + \mu_s'E_R' \sin \omega t, & \theta_4 \leq \omega t \leq \theta_2 \\ I_{drift}'(t) &= v_{V1}', & \theta_2 \leq \omega t \leq 2\pi \end{aligned} \right\} (5)$$

ただし、 $\theta_1 = \sin^{-1} \left(\frac{E_{V1}' - E_a'}{E_R'} \right)$ で、

$$0 \leq \theta_1 \leq \frac{\pi}{2}, \quad \theta_2 = \pi - \theta_1 \quad ((4) \text{式の場合}),$$

$$\pi \leq \theta_1 \leq \frac{3}{2}\pi, \quad \theta_2 = 3\pi - \theta_1 \quad ((5) \text{式の場合}),$$

$$\theta_3 = \sin^{-1} \left(\frac{1 - E_a'}{E_R'} \right), \quad \pi \leq \theta_3 \leq \frac{3}{2}\pi, \quad \theta_4 = 3\pi - \theta_3$$

である。

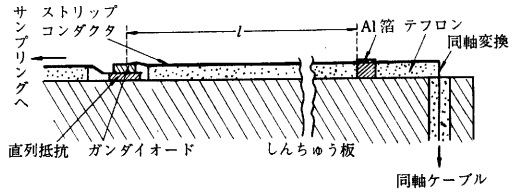


図 3 電流波形観測用の回路構成図

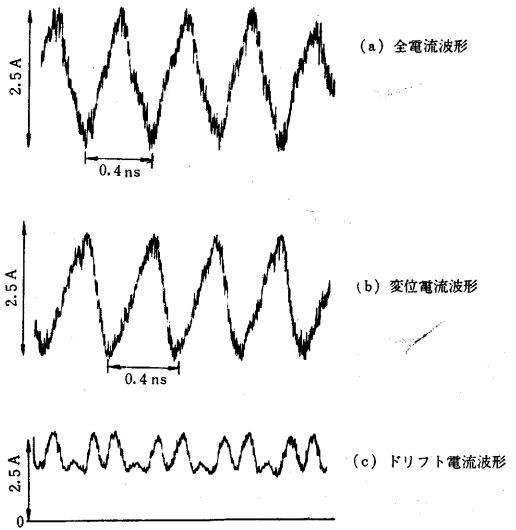


図 4 LSA 発振の電流波形

(2) 電流波形の観測

n 形 GaAs ダイオード ($700 \times 700 \mu^2 \times 100 \mu$) をマイクロストリップ線の一端にマウントし、直列抵抗 ($\sim 0.5 \Omega$) をそう入して電流波形を観測した。回路構成を図3に示す。共振器はストリップ導体の上に Al 箔で容量を作ることによって形成され、共振器長は可変である。印加電圧が約 65 V 以上 (閾値電圧は約 35 V) で固有周波数よりも 3 倍高い 2.4 GHz で振幅の大きい発振を得た。全電流波形を図4(a)に示す。またダイオード部から容量性結合によって電圧を取り出し、ダイオードのもつ容量 0.7 pF (測定値) に流れる変位電流の大きさに一致するように調節した変位電流分を図4(b)に示す。両者の差はドリフト電流でありこれを同図(c)に示す。これは理論的に導かれた電流波形と一致しこれが LSA 発振であることと同時に、この波形を用いて以下に述べるように発振の特性を論議できることがわかった。なお不純物密度は $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\mu = 6500 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ で、 n_0/f

~8×10⁴ sec·cm⁻³で後述するLSAの条件に合っている。

(3) 等価回路の導出

LSA 発振を起こしているダイオードのマイクロ波等価回路は、前述の C_d とドリフト電流によるコンダクタンスの並列回路で表わされる。マイクロ波コンダクタンス, G₀ は(3)~(5)式の電流をフーリエ級数に展開し基本波成分を V_R で除して得られる。これを計算すると次式を得る。

① 1 ≤ E_a' ≤ E_{v1}', E_a' + E_R' ≤ E_{v1}' のとき

$$G_{01}' = \frac{1}{\pi} \left[(1 - \mu_{s1}') \left(\frac{\pi}{2} - \theta_3 - \frac{\sin 2\theta_3}{2} \right) + \pi \right] \quad (6)$$

② 1 ≤ E_a' ≤ E_{v1}', E_{v1}' ≤ E_a' + E_R' のとき

$$G_{02}' = \frac{1}{\pi} \left[\mu_{s1}' \left(\frac{\pi}{2} + \theta_1 + \frac{\sin 2\theta_1}{2} \right) + (1 - \mu_{s1}') \left(\frac{3}{2}\pi - \theta_3 - \frac{\sin 2\theta_3}{2} \right) \right] \quad (7)$$

③ E_{v1}' ≤ E_a' のとき

$$G_{03}' = \frac{1}{\pi} \left[\mu_{s1}' \left(\frac{1}{2}\pi - \theta_1 - \frac{\sin 2\theta_1}{2} \right) + (1 - \mu_{s1}') \left(\frac{3}{2}\pi - \theta_3 - \frac{\sin 2\theta_3}{2} \right) \right] \quad (8)$$

ただし, G₀' ≡ G₀/G₀ で G₀ はダイオードの低電界におけるコンダクタンスである。

G₀' の値を求めるには, μ_{s1}' と E_{v1}' の値を知らねばならない。これを Butcher らの計算した v-E 曲線⁷⁾の近似から, μ_{s1}' = -0.28, E_{v1}' = 3.0 として計算すると図5のようになる。なお同図は次に述べる空間電荷抑止の条件を考慮していない。

(4) 空間電荷抑止の条件

以上ではダイオード内に均一電界がかかるとしていたが、ダイオード内にもともと空間電荷が存在すると、負性抵抗特性に基づいてさらに空間電荷が蓄積され上の仮定を破ることになる。そこで(6)~(8)式に示された負コンダクタンスを利用して発振を起こさせるには、この

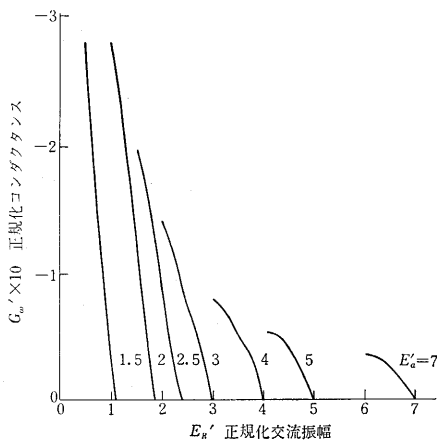


図5 LSA 発振の等価負コンダクタンスの大きさ (実線が E_a' - E_R' ≤ 1 の範囲)

空間電荷の成長を抑制する必要がある。1次近似を用いて空間電荷密度 ρ の時間的変化を求めると

$$\rho = \rho_0 \exp \left\{ -\frac{n_0 e \epsilon'}{\epsilon} \int_0^t \mu(E) dt \right\} \quad (9)$$

ただし, ρ₀ は t=0 の ρ。μ(E) < 0 の期間に空間電荷は成長し, μ(E) > 0 の期間に減衰する。もちろん ρ₀ = 0 なら ρ ≡ 0 である。図2に示されたそれぞれの時点の空間電荷密度を添字で示すと,

$$\left. \begin{aligned} \rho_{\theta_3} / \rho_{\theta_4} &= \exp \left\{ -\frac{(\theta_4 - \theta_3)}{\omega \tau_e} \right\} \\ \rho_{\theta_4} / \rho_{\theta_3 + 2\pi} &= \exp \left\{ -\frac{(\theta_4 - \theta_3 - 2\pi)}{\omega \tau_f} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ただし, τ_e, τ_f は

$$\left. \begin{aligned} \tau_e &\equiv \frac{\epsilon}{n_0 e} \left\{ \frac{1}{t_4 - t_3} \int_{t_3}^{t_4} \mu dt \right\}^{-1} \\ \tau_f &\equiv \frac{\epsilon}{n_0 e} \left\{ \frac{1}{T - (t_4 - t_3)} \int_{t_4}^{T + t_3} \mu dt \right\}^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

で, それぞれ消滅, および生成の平均時定数である。空間電荷抑制の条件, すなわちどのくらいの空間電荷が成長しても上述した v-E 特性が端子間に現われるかということは, あまりはっきりしていないが, 一つの目安として ρ_{θ3}/ρ_{θ4} < e⁻¹, ρ_{θ4}/ρ_{θ3+2π} < e とすると(10)式より

$$\frac{2\pi h_e}{3\pi - 2 \sin^{-1} \left(\frac{1 - E_a'}{E_R'} \right)} < n_0 f < \frac{2\pi h_f}{2 \sin^{-1} \left(\frac{1 - E_a'}{E_R'} \right) - \pi} \quad (12)$$

を得る。ここで, h_e = n₀τ_e, h_f = n₀τ_f である。(12)式から LSA 発振が可能な n₀/f の範囲がバイアス電圧と交流電圧の関数として求められる。交流電圧は負荷が決まれば決まるから, (12)式はバイアス条件, 負荷条件が与えられたときの LSA 発振に対する n₀/f を与える。数値例として h_e = 3×10⁵ sec·cm⁻³, h_f = 3×10⁵ sec·cm⁻³ とってこれを図示すると図6のようになり, 実験結果をよく説明できることがわかる。

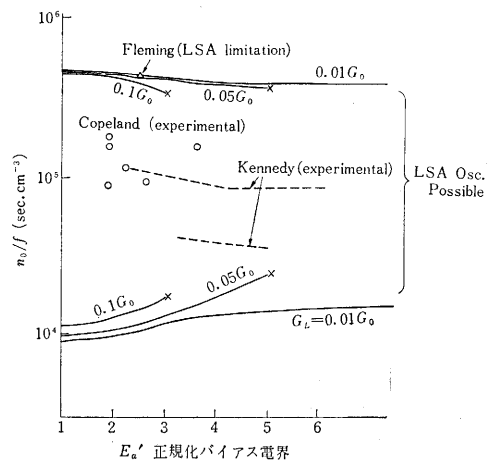


図6 LSA 発振が可能な n₀/f の範囲

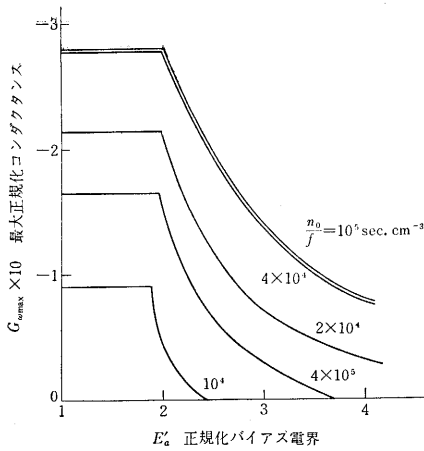


図 7 LSA 発振の最大負コンダクタンスとバイアス電界の関係

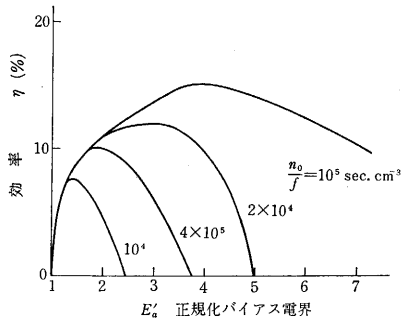


図 8 LSA 発振の効率とバイアス電界の関係

(5) 発振特性

(12)式は n_0/f 値と E'_a が与えられたときの E_R' の最小値を決め、したがって、負コンダクタンスの最大値を決める。これを図 7 に示す。この範囲内において種々の発振特性が求められる。1 例として最大効率を図 8 に示す。これらの特性は Copeland の計算機解析の結果²⁾とだいたい一致しており、このように簡単な解析を用いて LSA 発振の動作特性を明らかにすることができる。さらに詳細な特性を論じる場合には、不純物密度の不均一やオーム性電極の影響などを考えねばならないが、不純物密度の不均一が大きい場合には、空間電荷密度の成長が速く、LSA 発振の効率が悪くとなると考えられる。

4. 定常状態における電荷分布⁵⁾

前章では、内部電界が空間電荷発生よりも時間的に速く変化している場合を考えたが、ここではその逆に比較的長い試料 ($> 100 \mu\text{m}$) で端子電圧が一定の場合を考える。このときには陰極部の n^+n の界面の部分から電子蓄積がおり、これに対応して陽極部の nn^+ 界面に欠乏層が生じる。電子計算機解によるとこの蓄積層は陽極に移動することが知られている。しかし実際のダイオードでは n 層内の不均一によってこの電子蓄積層はいわゆる電気二重層に変化してしまい、実験的にはもっぱらこの電気二重層が観測されている。以下この層の特性を上

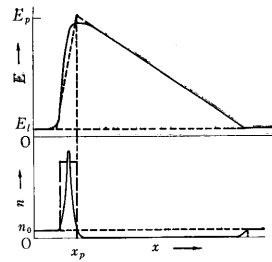


図 9 高電界電気二重層内の電界(上)と電子分布(下)

述の折線近似を用いて簡単に解析する。

(1) 電気二重層過剰電圧と外部電流の関係

実験的に通常観測されるのは図 9 に示した高電界電気二重層であって、この電界分布を破線のように近似して取り扱う。電流連続の条件およびポアソン式より定常状態においては次のいわゆる等面積則⁶⁾が成り立つ。

$$\int_{E_i}^{E_p} \{v(E_i) - v(E)\} \cdot dE = 0 \quad (13)$$

このとき拡散係数 D は E によらないと仮定しており、また層の移動速度 $v_d = v(E_i)$ である。 E_p, E_i は図示のとおり。

さて図 1 の折線近似と (13) 式より E_p は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} E_p &= E_M + \{\alpha_1 - \sqrt{\alpha_1(\alpha_1 - 1)}\} (E_i - E_M), \\ E_p &\leq E_{V1} \\ E_p &= E_M + \frac{(E_{V1} - E_M)^2 - \alpha_1 (E_i - E_M)^2}{2\{E_{V1} - E_M - \alpha_1 (E_i - E_M)\}}, \\ E_{V1} &\leq E_p \leq E_{V2} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

ここに $\alpha_1 = 1/\mu_s'$ である。電気二重層にかかる過剰電圧 V_{ex} を次のように定義すると、

$$V_{ex} \equiv V_a - E_i \cdot L \quad (15)$$

図 9 からわかるように

$$V_{ex} = \frac{\epsilon}{2e\gamma n_0} (E_p - E_i)^2 + \frac{W_a}{2} (E_p - E_i) \quad (16)$$

ここに γ は欠乏層中の平均電荷密度を表す係数で $\gamma = 1$ なら完全な空乏層で $0 < \gamma < 1$ である。 W_a は蓄積層幅であるが、 W_a は小さく、 V_{ex} が数ボルト以上では第 2 項は第 1 項に比して無視し得る。(14) と (16) 式によって、 E_i と V_{ex} の関係が $v-E$ 特性を表す特性量で表わされたことになる。層がダイオード内に存在するときの電流は、 $G_0 L E_i$ で与えられるから、(15) と (16) 式を連立させて解き、 E_i の値を求めることによってダイオードの電流が求められる。

(2) 走行時間姿態の電流波形の観測

ダイオードを純抵抗負荷にて動作させると、上述の電気二重層が陰極で発生し、走行し陽極で消滅しこの過程を繰り返す。これに伴ってダイオード電流は図 10 に示したようになり、一種の弛張弛緩発振をする。電流スパイクの繰り返し周波数はほぼ v_d/L である。

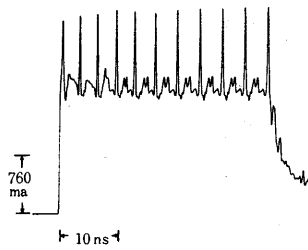


図10 電気二重層の走行に基づく電流振動波形の一例

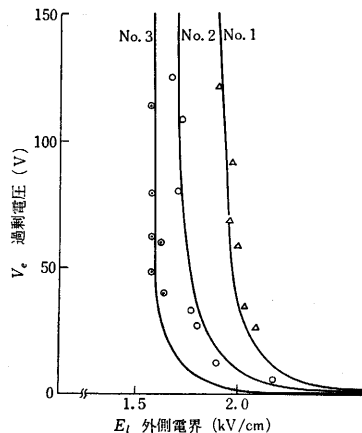
同図の谷の電流値が $G_0 L E_i$ でこれから E_i の値が実験的に求められる。 V_a を変化させ E_i を求めることによって V_{ex} と E_i の関係が得られる。これを三つの試料について実験的に求めたものを図 11(a) に示す。同図より上述の理論を用いて $\mu s'$ および E_{V1}' を求めると $v-E$ 特性は同図(b)に示したようになる。このときの V_{ex} と E_i の理論曲線を同図(a)に実線で示したが、両者はよく合っている。

(3) 電気二重層の生成過程

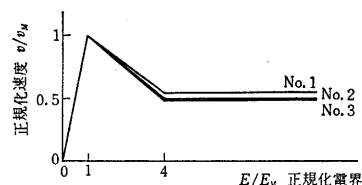
電気二重層の定常状態では、(13)式が成立するが、生成過程については、若干の近似を用いることによって次式が導かれる⁸⁾。

$$\frac{\partial V_{ex}}{\partial t} \approx \int_{E_i(t)}^{E_p(t)} \{v(E_i) - v(E)\} dE \quad (17)$$

この式と $v-E$ 特性の折線近似を用いることによって、 E_i の時間的变化を数値積分によって求めることができる。その過程の詳細は省略するが、これはもともと存在する電界の不均一 ΔE と E_a , n_0 などによって変化す



(a) V_{ex} 対 E_i の実測値(点)と計算曲線(実線)



(b) (a)の三つの試料に対して求められた $v-E$ 特性

図 11

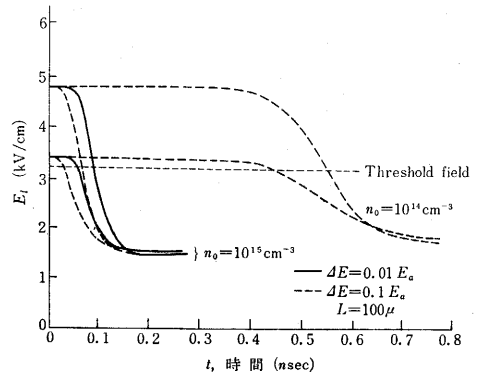


図 12 電気二重層の生成に伴う E_i の変化 ($\mu_i = 6000 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$)

るが、計算結果の一例を図 12 に示す。

(4) 電気二重層の維持電圧

印加電圧 V_a と L が与えられたときに、ダイオード内に存在する過剰電圧の大きさは、(16)式の曲線と(15)式の直線との交点で与えられることは前述したが、二重層の特徴として次に述べるような性質がある。すなわちいったん生成した電気二重層は端子電圧が閾値以下になっても、すぐには消滅せず、さらに低い電圧になって始めて消滅する。この電圧を維持電圧と呼び、 $n_0 L > 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ の試料では、(15)式の直線が(11)式の曲線に接する点の V_a で与えられる。これを計算したものを図 13 に示す。これもまた $v-E$ 曲線、 $n_0 L$ に依存する。

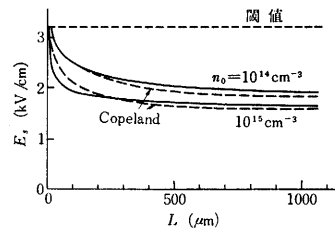


図 13 電気二重層の維持電界 (V_s/L) (破線はCopelandの計算機解¹¹⁾)

5. 共振状態発振⁹⁾

前章ではダイオードが純抵抗負荷あるいは Q の低い回路につながれており、その中で誘起されるマイクロ波電圧が二重層のふるまいに影響をおよぼさない場合を考えたが、実際に GaAs ダイオードをマイクロ波発振源として実用する場合には Q の高い共振器につなげられる場合が多い。この場合には前述した電流スパイク列は生ぜず、マイクロ波電圧によって電気二重層の発生、消滅が制御されるようになる。したがって、発振周波数も素子の長さから決まる固有周波数の前後にオクターブ以上にわたって変化させることができる。このような状態を共振状態と呼び、前章の状態を走行時間状態と呼んでいる。

(1) 共振状態の電流波形¹⁰⁾

ダイオードが共振器につながれている場合には、端子電圧は3章に述べたように(2)式で表わされる。今LSA発振と異なり、 $n_0/f > 4 \times 10^5 \text{ sec} \cdot \text{cm}^{-3}$ の場合を考えると二重層は1サイクル中の端子電圧が閾値以上の間に十分成長し、4章で述べた定常状態に落ち着く。次にもし V_R が十分大きく端子電圧が二重層の維持電圧 V_S 以下になると二重層は消滅し始める。端子電圧が閾値以上になり次に V_S 以下になるまでの時間が層の走行時間より短ければ層は素子の途中で消滅することになる。この場合の端子電圧と E_i の関係を図示すると、図14のようになり、明らかに負コンダクタンスが生じていることがわかる。端子電圧が閾値から V_i 以下になるまでの時間もし走行時間よりも長ければ、層は陽極に到達し再び端子電圧が閾値以上になるまで発生しない。この場合でもやはり共振が可能であって発振が持続する。両者の電流波形の観測結果を図15に示す。このような共振状態が起こるためには端子電圧が V_S 以下になることが必要であるがこのことは実験的にも確かめられている。

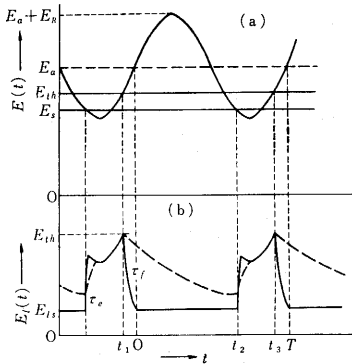
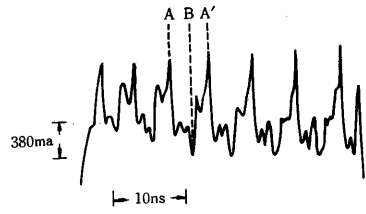


図14 共振状態の(a)平均電界(端子電圧÷試料長)と(b) $E_i(t)$ の時間変化(破線は周波数が高い場合)

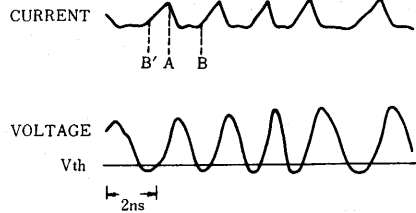
(2) 共振状態の等価回路の導出

ダイオード電流は $e\mu_1 n_0 E_i(t) + \epsilon \frac{\partial E_i}{\partial t}$ で与えられるから、図13に示した $E_i(t)$ から容易に得られる。層の生成、消滅の定数 τ_f, τ_c を仮定して、LSA発振の場合と同様にフーリエ級数展開によってマイクロ波アドミタンスを求めると次のようになる。

$$G_{\omega}' = -\frac{1}{\pi} \left[(1-\alpha) \left(\frac{\theta_f^2}{1+\theta_f^2} \right) \left(\frac{E_{ih} - E_{iS}}{E_R} \right) \left\{ e^{\frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_f}} \left(\frac{\sin \theta_2}{\theta_f} + \cos \theta_2 \right) - \sin \theta_1 + \frac{\cos \theta_1}{\theta_f} \right\} + \left(\frac{E_a - E_{iS}}{E_S} \right) (\sin \theta_1 - \sin \theta_2) + \frac{1}{2} (\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_2) \right] \quad (17)$$



(a) 固有周波数より低い時



(b) 固有周波数より高い時

図15 共振状態の電流波形(A点で二重層が発生しB点で消滅している)

$$B_{\omega}' = \frac{1}{\pi} \left[(1-\alpha) \left(\frac{\theta_f^2}{1+\theta_f^2} \right) \left(\frac{E_{ih} - E_{iS}}{E_R} \right) \left\{ e^{\frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_f}} \left(\sin \theta_2 - \frac{\cos \theta_2}{\theta_f} \right) - \sin \theta_1 + \frac{\cos \theta_1}{\theta_f} \right\} + \left(\frac{E_a - E_{iS}}{E_S} \right) (\sin \theta_1 - \sin \theta_2) + \frac{1}{2} (\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_2) \right] \quad (18)$$

ここに $\alpha = \tau_D / \tau_f$, $E_R = V_R / L$, $E_a = V_a / L$, E_{ih} : 閾値電界, E_{iS} : 定常状態の E_i , $\theta_f = \omega \tau_f$, τ_D : 誘電緩和時間で $\tau_c = \tau_D$ とした。 G_{ω}' は $\omega \tau_f$ がほぼ2.4以下で負となり、ダイオードが負コンダクタンスをもっていることがわかる。また B_{ω}' は正で容量性サセプタンスをもつことがわかる。

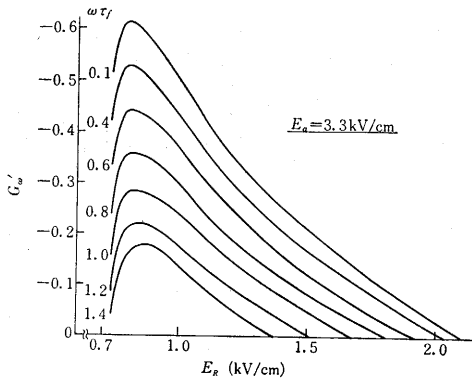
数値例としてGaAsに対する $E_{ih} = 3.2 \text{ kV/cm}$, $E_S = 0.8 E_{ih}$, $E_{iS} = 1.5 \text{ kV/cm}$ を用いて計算した G_{ω}' , B_{ω}' を図16に示す。またこれを用いて求めたリ-ケ線図の1例を図17に示す。

(3) 発振特性

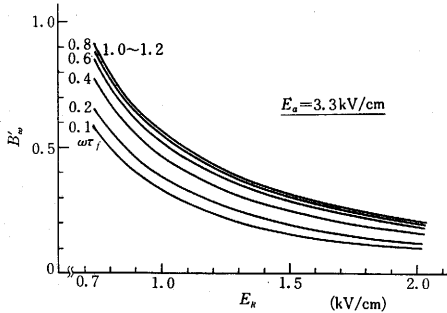
ダイオードの等価回路が与えられれば、種々の動作条件における発振特性は、 $G_{\omega} + G_L = 0$, $B_{\omega} + B_L = 0$ より求められる (G_L, B_L はそれぞれ負荷コンダクタンスおよびサセプタンス)。一つの例として効率のバイアス電圧依存性および周波数依存性を図18, 図19に示す。これらの傾向は実験結果と一致している。

6. おわりに

以上で電子遷移効果発振の三つのおもな状態の特性を $v-E$ 特性の折線近似を用いて解折した結果の大筋について述べた。これらは従来はほとんど電子計算機を用いて数値的に解かれてきた問題であるが、この発振現象を



(a) 共振状態の負コンダクタンスの大きさ



(b) 共振状態のサセプタンスの大きさ

図 16

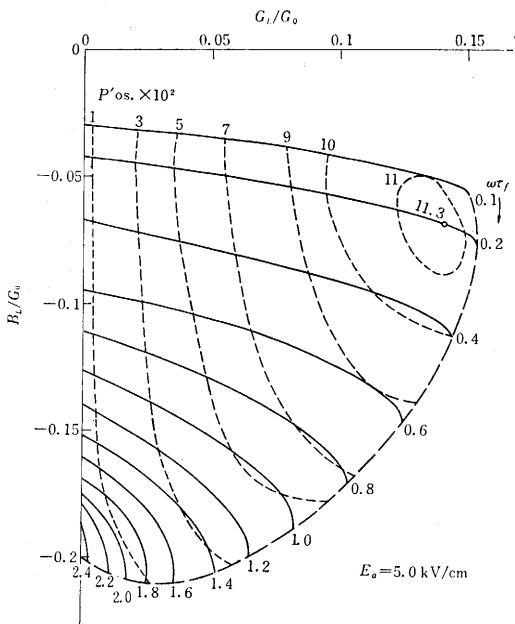


図 17 共振状態発振のリーク線図の 1 例 (P'_{os} は $1/2 V_M^2 G_0$ で正規化した出力)

マイクロ波源として実用化する場合には、回路応用に役立つような解析が必要であると考えられるので、以上に述べた近似理論を展開し、等価回路を導いて回路応用への手がかりとした。なお、この効果を用いて、きわめて

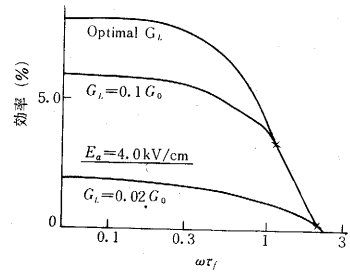


図 18 共振状態発振の効率と周波数および負荷コンダクタンスの関係

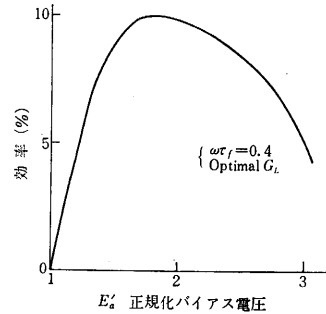


図 19 共振状態発振の効率のバイアス電圧依存性の 1 例

応答速度の速い (数 p ～ 数 $10 p$ sec) デジタル素子を作ることも可能であると考えられるので、GaAs 材料に関する製造技術の今後一層の研究開発が必要であると思われる。

謝辞 本文は筆者が東大大学院において電子工学科柳井久義教授のもとで、博士論文の一環として研究を行ったものに基づいて書かれたものである。ここに同先生に深甚の謝意を表するとともに、当研究室の各位、とくに実験を担当していただいた鳥塚英樹氏、および二重層の過渡現象の計算に協力いただいた大学院生菅田孝之氏に感謝する。

(1968 年 6 月 26 日受理)

参考文献

- 1) J. B. Gunn; Solid-State Comm. **1**, pp. 88~91(1963); IBM. J. Res. Dev. **8**, pp. 141~159 (1964)
- 2) J. A. Copeland; Proc. IEEE. **54**, pp. 1479~1480 (1966); J. A. P. **38**, pp. 3096~3101 (1967)
- 3) 特集号として、IEEE. Trans. ED. ED-13, No. 1 (1966). 同 ED-14, No. 9 (1967)
- 4) 柳井, 生駒; 昭 43 年電気四学会連合大会, No. 1535 (1968); 信学誌投稿中
- 5) 柳井, 生駒, 鳥塚; 同上 No. 1533, No. 1534; 信学誌投稿中
- 6) P. N. Butcher, W. Fawcett, & C. Hilsum; Brit. J. Appl. Phys. **17**, pp. 1425~1432 (1966)
- 7) P. N. Butcher & W. Fawcett; Physics Lett. **21**, pp. 489~490 (1966)
- 8) K. Kurokawa; BSTJ. **46**, pp. 2235~2259
- 9) T. Ikoma, & H. Yanai; IEEE J. Solid-State Circuits, SC-2, pp. 108~113 (1967)
- 10) 柳井, 生駒, 鳥塚, 信学会マイクロ波研資料 MW 67 ~47 (1967)
- 11) J. A. Copeland; J. A. P., **37**, pp. 3602~3609 (1966)