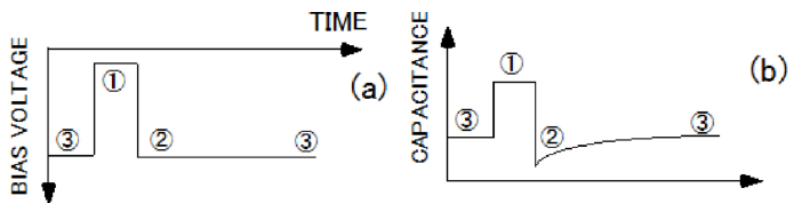


容量トランジェットの測定

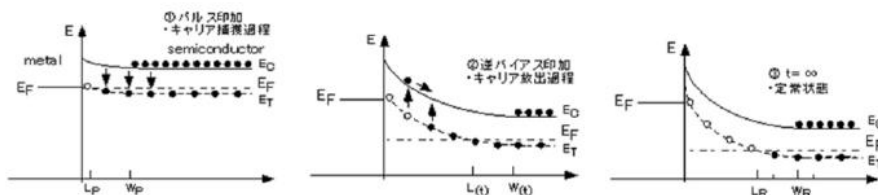
DLTS法では、試料温度を連続的に変えながら、各温度において容量トランジェント測定を行うことを基本的手法としています。DLTS測定における容量トランジェント波形の測定方法を、図A-2および図A-3各図に示しました。

図A-2(a)は、トランジェント測定における電圧印加シーケンス (①～③) を示しています。図A-2(b)は、それに対応する接合容量の変化を示しています。また、図A-3では、シーケンスの各段階における試料電極近傍でのバンドプロファイルを示しています。

図A-2(a)容量トランジェント測定におけるバイアス電圧シーケンスと、(b)対応する試料の接合容量変化



図A-3 図A-2各段階におけるバンドプロファイル



(③)まず最初に、試料には逆バイアス電圧が印加されています。

(①)ここに、順方向の捕獲パルス電圧が印加されますと、バンドプロファイルはほぼフラットバンド状態となり、フェルミ準位(E_F)の下 (低いエネルギー状態) になった電子トラップ準位(E_T)に電子が捕獲されます。

(②)次の瞬間、捕獲パルス印加がoffされますと、 E_F より上にあるトラップから電子が伝導帯に放出されていきます。電子が放出されたトラップは正に帯電しますので、その電荷をキャンセルするように、空乏層幅が減少 (= 接合容量の増加) していきます。つまり、電子の放出過程が、接合容量の変化にそのまま反映されることになります。

(③)有限時間の後、電子放出は終了し、系は定常状態 (接合容量は一定) となります。

つまり、②の段階における接合容量変化 (トランジェント) をモニターすることで、対象とするトラップ準位からの電子の放出過程をとらえることができたことになります。

言い換えますと、このトランジェント波形の時定数には、トラップパラメータ (準位エネルギーと捕獲断面積) に関する情報が、またその振幅には、トラップ濃度に関する情報が含まれています。

したがって、現在のDLTS法は、トランジェントデータを完全に収録し、これに対して種々の数学的手法を駆使して必要な情報の抽出を効率的におこなうものとなっています。この点に関しては、以下に詳しく述べていきます。

トラップ濃度(N_T)が、浅いドナー濃度(N_S)に対して、 $N_T < N_S$ の関係を満たす時は、上記の容量トランジエントは指数関数的に変化し、以下の式 (A-1) で表されます。

$$C(t) = C_R - \Delta C \exp(-t/\tau_e) \quad (\text{A-1})$$

ここで、 C_R : $t \rightarrow \infty$ における定常容量、 ΔC : 全容量変化 (トランジエントの振幅)、

τ_e : 電子の熱的放出時定数

また、

$$\Delta C = C_R \frac{N_T}{2N_S} \frac{L_R^2 - L_P^2}{W_R^2} \quad (\text{A-2}) \quad L_{R,P} = W_{R,P} - \lambda \quad (\text{A-3})$$

λ はトラップ準位とフェルミレベルの交差点から空乏層端までの距離であり、空乏層中にありながら、トラップ準位からのキャリア放出が起こらない領域です。(図A-3)。

λ は次式 (A-20) で与えられます。

$$\lambda = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon_r |E_F - E_T|}{q^2 N_S} \right]^{1/2} \quad (\text{A-4})$$

ここで、 ϵ_r : 真空の誘電率、 ϵ_0 : 半導体の比誘電率、 q : 電子の素電荷

もし、トランジエント測定におけるパルス／バイアス電圧を $L_P \approx 0$ 、 $\lambda \ll W_R$ になるように選んだ場合は、振幅は近似的に

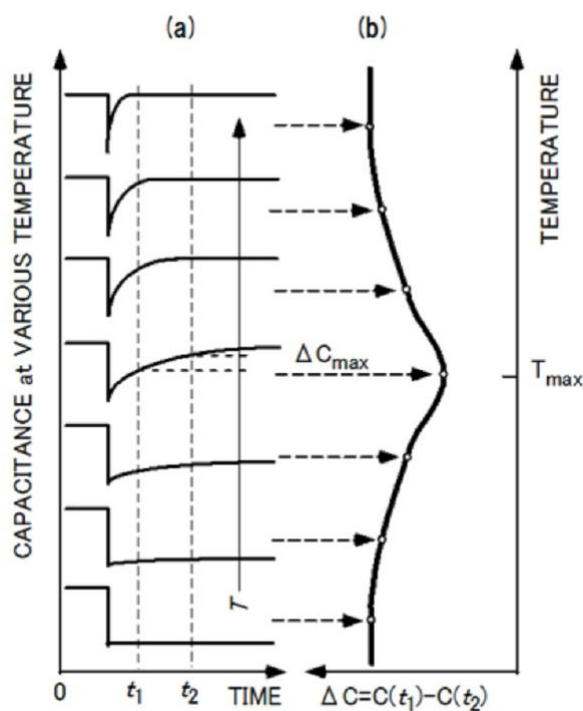
$$\Delta C \approx C_R \frac{N_T}{2N_S} \quad (\text{A-5})$$

となります。

- DLTSスペクトル

LangがDLTS法を考案した1974年においては、現在のような進んだコンピュータ技術はまだありませんでした。Langらの方法におけるDLTSスペクトル測定原理を、図A-4に示しました。トランジエント波形の完全な収録ではなく、ハード的な手法(ボックス・カー方式)により、二つの時間 t_1 および t_2 における容量値 $C(t_1)$ および $C(t_2)$ を測定し、その差 $S(T) = \Delta C(t_1) - C(t_2)$ を求めます。

このような測定を低温→高温へ温度を変えながら連続的行った場合、容量トランジエントは、図A-4(a)に示したように深い準位に捕獲されたキャリアの熱的活性化が開始する温度に到達すると顕著に現れますので、この温度($T_{\max}$)において $S(T)$ が極大となるスペクトル (DLTS スペクトル) が得られます。



図A-4. Langの手法によるDLTSスペクトル測定原理
低温→高温への測定過程のある温度($T_{\max}$)において ΔC は最大値を取る

容量トランジエントは、式 (A-1) で示したような指数関数的変化をしますが、その時定数: τ_e と、先ほどの t_1 および t_2 との間には、以下のような関係が成り立ちます。

$$\tau_e = \frac{t_1 - t_2}{\ln(t_1 / t_2)} \quad (\text{A-6})$$

したがって、図A-4のDLTSスペクトルは、対象とする深い準位からの電子の熱的放出時定数が τ_e になる温度がそのピーク点の温度: $(T_{\max})$ であることを表しています。

また、式(A-6) で与えられる放出時定数の逆数 (放出速度) は、レートウインドウと呼ばれます。

トラップパラメータ(準位エネルギーと捕獲断面積)の評価

半導体中の深い準位とバンドとの間のキャリアのやり取りに関しては、SHR (Shockley-Read-Hall) 統計^{2,3)} によって記述されます。

準位とバンド間における過程に関する詳細平衡則から、

電子トラップ準位から伝導帯への電子の熱的放出速度: e_T 前述の τ_e の逆数) は、次式で表されます。

$$e_T = \frac{1}{\tau_e} = N_c \sigma_c v_{th} g \exp(-E_T / kT) \quad (A-7)$$

N_c : 伝導帯の実効状態密度、 σ_c : 捕獲断面積、 v_{th} : 熱速度、 g : 準位の縮退度

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m_r m_0 kT}{h^2} \right]^{3/2} M_c \quad (A-8)$$

M_c : 形状因子、 m_r : 電子の有効質量、 m_0 : 電子の静止質量、 h : プランクの定数

$$v_{th} = \left[\frac{3kT}{m_r m_0} \right]^{1/2} \quad (A-9)$$

式 (A-7) ~ (A-9) より

$$\tau_e = \frac{h^3}{2(2\pi)^{3/2} (3)^{1/2} m_r m_0 k^2 T^2 g \sigma_c M_c} \exp(E_T / kT) \quad (A-10)$$

両辺の対数をとることにより、活性化エネルギーを求めるためのアレニウスプロットの基本式 (A-11) が得られます。

$$\ln(\tau_e T^2) = \frac{E_T}{kT} + \ln \left[\frac{h^3}{2(2\pi)^{3/2} (3)^{1/2} m_r m_0 k^2 g \sigma_c M_c} \right] \quad (A-11)$$

種々の温度における T^2 を測定し、その温度依存性を考慮して T^2 を乗じた $\tau_e T^2$ を $1/T$ に対して片対数プロット(アレニウスプロット)することで、その直線の傾きから準位のエネルギー: E_T 、切片から捕獲断面積が求まることになります。

(なお、厳密にはここで求めた捕獲断面積は、有効捕獲断面積: $\sigma_{n,eff} = g\sigma_c$ であり準位の縮退度因子を含んだものとなります。捕獲断面積を独立に求める方法としては、「パルスフィリング法」があります。)

前項のDLTSスペクトル測定(図A-4)では、ある深い準位について、その熱的放出時定数が、ある値(T_e)になる温度が求まりました。

DLTS法ではこのような測定を、異なる t_1 および t_2 の組み合わせにより行うことで、別の T_e に対応する温度: (T_{max}) が得られます。

したがって、例えばこのような測定を5回繰り返すことで、アレニウスプロットには5点のデータ点がプロットできることになります。

●参考文献

2) W. Shockley and W.T. Read, Phys. Rev. 87,835 (1952).

3) R. N. Hall, Phys. Rev. 87, 387 (1952).

式 (A-2) より トラップの濃度が以下のように求まります。

$$N_T = 2N_S \frac{\Delta C}{C_R} \frac{W_R^2}{L_R^2 - L_P^2} \quad (\text{A-12})$$

また、 λ 域を考慮しない近似的な濃度としては、式 (A-5) より

$$N_T \approx 2N_S \frac{\Delta C}{C_R} \quad (\text{A-13})$$

が得られます。

以上のように、DLTS法によって、深い準位のパラメータ (エネルギーレベル、捕獲断面積) および濃度が測定できます。しかしながら、この方法では、複数のアレニウスプロット点を得るために、降温/昇温を伴って、異なるレートウィンドウでの測定を繰り返す手間は大変なものです。

- パルスフィリング法(捕獲断面積の測定)

A: 振幅、B: オフセット、T: 時定数、 t_0 : サンプリングの待ち時間

また、そのフーリエ係数は以下のように表されます。ここで、 a 、 b は、それぞれフーリエ級数展開における $\cos$ (コサイン)、 $\sin$ (サイン)の係数、また n はその次数を表しています。

トラップ準位の捕獲断面積: σ_c を直接求める方法として、パルスフィリング法があります。捕獲過程において、電子を捕獲するトラップの濃度は、パルス幅に対して指数関数的に変化し、次式 (A-13) で示されます。

$$n_{Tc}(t) = N_T \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau_c}\right) \right\} \quad (\text{A-14})$$

τ_c : 捕獲時定数、 t_p : パルス幅

$$\tau_c = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_S} \quad (\text{A-15})$$

種々のパルス幅での容量トランジェントにおける振幅 (つまりは、トラップ濃度) を測定することで、式 (A-13) より

捕獲時定数: T_c が求まり、さらに式 (A-14) より捕獲断面積が計算されます。

一般にトラップのキャリア捕獲速度は放出速度に比べてはるかに速いですから、この測定には、数 $10\text{ns} \sim 1\mu\text{s}$ 領域の短パルスが必要となります。

FT-1030では、外付けの高速パルスジェネレータを使用するオプションが利用できます。

- 改良型DLTS法

深い準位からのキャリア放出に伴う接合容量変化を測定するのが、DLTS法の要点であるわけですが、実のところこの容量変化は、サブfF～pFオーダーのたいへん小さなものです。

測定技術の観点からは、このような微小信号をS/N比よく測定する方法が必要となります。

Langの方法（ボックス・カー方式）は、実のところ微小信号の測定に関しても有効な方法といえます。

実際の測定にあたっては、トランジエント測定は、一つの温度下で繰り返して行われ、信号の平均化によりS/Nを改善することが行われています。

その後、今日に至るまでDLTS法においては、微小信号から、高感度のデータを効率的に得るかという点を目指した改良がおこなわれてきました。

LangのDLTS法は、いわゆるアナログシステムでした。

今日のような高性能なコンピュータのない時代に、高速の信号から情報を抽出する実に巧みな方法であったといえますが、決して効率的とはいえませんでした。それは、トランジエント信号のごく一部の情報しか利用していないためということもできるでしょう。

今日では、高性能なパーソナルコンピュータが手軽に使えるため、事態は大きく異なり、DLTSにおける通常 μs ～sの範囲のトランジエント信号を完全にデジタルデータとして収録することは、比較的容易な技術であるといえますデジタルデータシステムにおいては、例えば、一つのトランジエントデータを使って、異なる t_1 および t_2 の組み合わせ測定から時定数の温度変化を求めるという操作は、コンピュータ上でソフト的に行うことができますので、繰り返し降温/昇温を必要とする煩雑な測定は不要となるわけです。

一方、DLTSスペクトルにおけるピーク形状は基本的にブロードなものであるため、準位エネルギーの分解能という観点からは、決して良いものではありませんでした。

近年、デジタル信号処理技術の発展により、DLTS法においては、高感度だけでなく高分解能を目指した工夫が行われています。

PhysTech社のDLTS装置における信号処理では、フーリエ変換法、相関関数法、ラプラス変換法、マルチ指数関数フィッティングおよびICTSスペクトルおよびDLTSスペクトルのデコンボリューションなど種々の手法を用いた解析が可能となっています。特にHERA-DLTSにおけるラプラス変換を用いた手法は、従来のDLTS法において十分でなかったエネルギー分解能を重視した解析結果を提供できるものであり、DLTS法に新たな可能性を付加したものです。

- フーリエ変換式DLTS

DLTSにおける信号処理にフーリエ変換を使う方法は、早くも1982年に報告⁴⁾があり、特にDLTFS (Deep Level Transient Fourier Spectroscopy) と呼ばれることがあります。

DLTFS法では、トランジエントデータから、その温度における放出過程の時定数などを直接導出することができます。ここでいう「直接」とは、一般的なDLTS法におけるスペクトル(温度依存性カーブ)のピークから求める方法のように「間接」的ではないという意味です。

現在のPhysTech社のDLTS装置に使われているこの方法⁵⁾の要点は、以下のようになります。

1. 容量トランジエントにおけるN個の測定データを離散フーリエ変換し、その係数: C_n^D を求めます。
2. 対象とする深い準位からのキャリア放出機構を仮定します。たとえば、一般的な点欠陥における離散準位の場合であれば、以下の式 (A-16) のような指数関数的速度過程です。
この式をフーリエ級数展開し、その係数: C_n を計算します。
3. C_n^D が、2.で仮定した機構に基づくことを前提として、 C_n^D と C_n の比較から、後者の式に含まれているパラメータが決定され、深い準位のパラメータ (活性化エネルギー、捕獲断面積) や準位濃度が求められます。

指数関数的時間則は、次式で表されます。

$$f(t) = A \exp\left(-\frac{t+t_0}{\tau}\right) + B \quad (\text{A-16})$$

A: 振幅、B: オフセット、T: 時定数、 t_0 : サンプリングの待ち時間

また、そのフーリエ係数は以下のように表されます。ここで、 a 、 b は、それぞれフーリエ級数展開における $\cos$ （コサイン）、 $\sin$ （サイン）の係数、また n はその次数を表しています。

$$a_0 = \frac{2A}{T_w} \exp(-t_0/\tau) \{1 - \exp(-T_w/\tau)\} \tau + 2B \quad (\text{A-17})$$

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{2A}{T_w} \exp(-t_0/\tau) \{1 - \exp(-T_w/\tau)\} \frac{1/\tau}{1/\tau^2 + n^2\omega_0^2} \\ &= 2A \exp\left(-\frac{T_w}{\tau} \frac{t_0}{T_w}\right) \{1 - \exp(-T_w/\tau)\} \frac{\frac{T_w}{\tau}}{\frac{T_w^2}{\tau^2} + 4\pi^2 n^2} \end{aligned} \quad (\text{A-18})$$

$$\begin{aligned} b_n &= \frac{2A}{T_w} \exp(-t_0/\tau) \{1 - \exp(-T_w/\tau)\} \frac{n\omega_0}{1/\tau^2 + n^2\omega_0^2} \\ &= 2A \exp\left(-\frac{T_w}{\tau} \frac{t_0}{T_w}\right) \{1 - \exp(-T_w/\tau)\} \frac{2\pi n}{\frac{T_w^2}{\tau^2} + 4\pi^2 n^2} \end{aligned} \quad (\text{A-19})$$

式（A-17）、（A-18）の2段目の表式は、 τ/T_w による規格化を行ったものであり、 $t_0/T_w = \text{const.}$ であることから、これらのフーリエ係数が、 t_0/T_w だけで表現できることがわかります。

また、以下のような関係が成り立ち、これを用いてトランジエントが指数関数的か否かを評価することができます。

$$\text{a) } a_k < a_n < \frac{k^2}{n^2} a_k \quad \text{for } n < k \quad (\text{A-19})$$

$$\text{b) } \frac{n}{k} b_k < b_n < \frac{k}{n} b_k \quad \text{for } n < k$$

$$\text{c) } \frac{b_n}{a_n} \frac{a_k}{b_k} = \frac{n}{k}$$

特に、1次と2次の係数を使った場合、以下の関係が得られ、FT1030ソフトウェアの中では、「指数関数クラス」を評価する指標として使われています。

$$\frac{b_2}{2b_1} \frac{a_1}{a_2} = 1 \quad (\text{A-20})$$

トランジエント波形における振幅は深い準位の濃度に対応するものですが、それぞれのフーリエ係数から計算できます。たとえば、bnの場合ですと、次式で表されます。

$$A = b_n \frac{T_W}{2} \frac{\exp(t_0 / \tau)}{\{1 - \exp(-T_W / \tau)\}} \frac{1 / \tau^2 + n^2 \omega_0^2}{n \omega_0} \quad (\text{A-21})$$

さて、時定数は、2つのフーリエ係数の比から求められます。またそれには、3つの方法があります。

$$\text{a) } \tau(a_n, a_k) = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{a_n - a_k}{ka_k - n^2 a_n}} \quad (\text{A-22})$$

$$\text{b) } \tau(b_n, b_k) = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{kb_n - nb_k}{k^2 nb_k - n^2 kb_n}}$$

$$\text{c) } \tau(a_n, b_n) = \frac{1}{n \omega_0} \frac{b_n}{a_n}$$

ここで、時定数がトランジエントの振幅や、オフセットと関係なく係数の比だけでも求まるというのは、かなりの利点といえます。

- 相関関数法(または、重み関数法) 6-8)

この方法では次式のように、容量トランジエント波形に対して、ある関数（相関関数またはコリレータ）を掛けたものを、測定時間範囲で積分し、さらにその時間で規格化するという操作をします。また、コリレータとしては、主として積分範囲で時間積分をすると0（ゼロ）になるようなものが選ばれます。ここで得られるものは、以下で説明しますように、Langの方法における容量トランジエントにおける差に対応するものと考えることができます。

$$\delta C = \frac{1}{T_w} \int_0^{T_w} C(t) F(t) dt \quad (\text{A-23})$$

さて、Langの方法を思い出してください。容量トランジエントにおける二つの時間 t_1 および t_2 における容量値 $C(t_1)$ および $C(t_2)$ を測定し、その差 $S(T)=\Delta C=C(t_1)-C(t_2)$ を求めるものでした。

ここで、 $F(t_1)=1$ 、 $F(t_2)=-1$ というデルタ関数を考え、次のようなコリレータ： $F(t)$ を考えます。

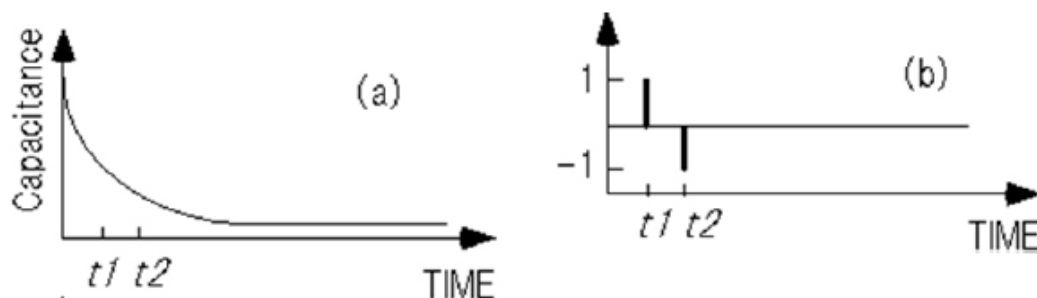
$$F(t) = 0 \mid_{t < t_1, t_2} + F(t_1) + F(t_2) \quad (\text{A-24})$$

これを使って、式(A-23)の計算をしますと、その結果として、 $\delta C = C(t_1) - C(t_2)$ が得られることがわかります。

つまり、Langの方法は、式(A-24)のようなデルタ関数をコリレータとした相関関数法と考えることができます(図A-5)。

図A-5. Lang によるトランジエント測定

(a) 容量トランジエント波形、(b) デルタ関数 (ボックス・カー相関関数)

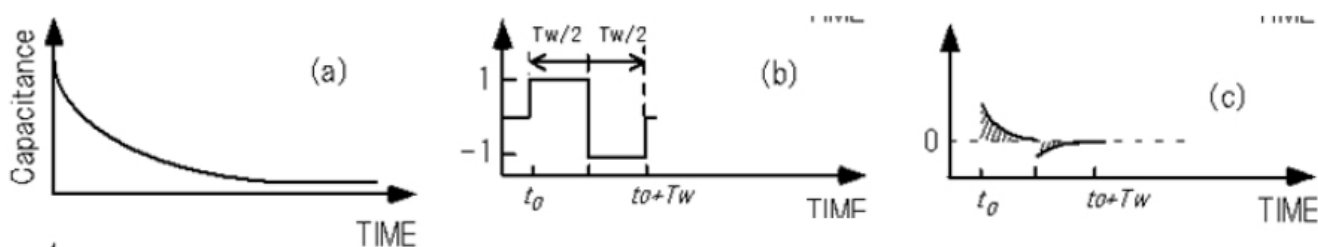


しかしながら、ボックス・カーコリレータはS/N比という観点からは、あまり良いコリレータではありませんでした。

よりS/N比の向上が可能なコリレータとしては、図A-6(b)のような方形波関数⁸⁾があります。このコリレータを図A-6(a)のような容量トランジエント波形に対して使った場合、式(A-23)の計算結果は、図A-6(c)に示したような0をはさんだ斜線部の面積の差で表されることがわかります。また、別の見方をすれば、方形波関数は時間 $t_0 + T_w/2$ をはさんで1→-1に極性が反転していますので、上記の面積の差は、 $T_w/2$ の区間でのデルタ関数型コリレータでの計算結果を平均したものということもできるでしょう。

図A-6. 方形波関数による相関関数法の説明

(a) 容量トランジエント波形、(b) 方形波コリレータ、(c) 式(A-23)の計算結果の概念図



式(A-23)における δC を温度の関数としてプロットしたものが相関関数法におけるDLTSスペクトルです。スペクトル上に現れたピーク位置の温度が、そのコリレータの種類、 T_w 、 t_0 によって決定される時定数 T_{max} を示現する温度ということになります。その関係式は、次式(A-25)で表されます。

$$\exp\left(\frac{T_w}{2\tau_{max}}\right) = \frac{\left(\frac{t_0}{T_w} + 1\right) \frac{T_w}{\tau_{max}} + 1}{\frac{t_0}{T_w} \frac{T_w}{\tau_{max}} + 1}$$

最大条件は直接 T_{max} を与える形とはなっていませんが、測定条件としての T_w 、 T_0 の値を与えれば、数値計算によって T_{max} を求めることができます。

さて、フーリエ変換の考え方から、上記のフーリエ係数 a 、 b を求める計算は、実は、 $\cos$ 、 $\sin$ 関数をコリレータとした相関関数法と等価ということになります。特に、これらの1次の係数である a_1 および b_1 は、FT1030ソフトウェアの中で、それぞれ"Periodwidthscan"法および"Tempscan"法における標準的なスペクトル (縦軸の変数) として使われます。

FT1030ソフトウェアの中では、その他の高次のフーリエ係数や方形波関数を含めた23個のコリレータが用意されています。

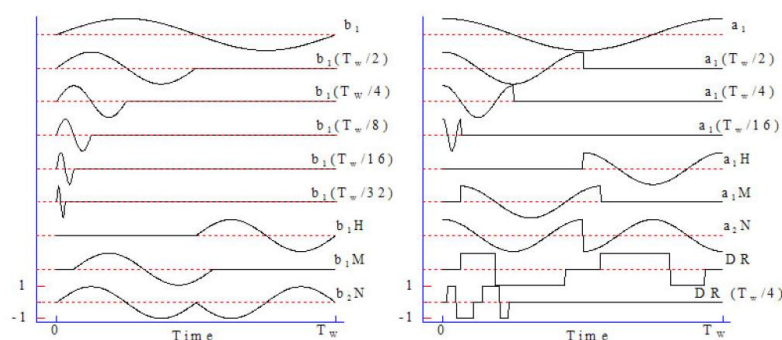
これらのコリレータによるDLTSスペクトルの解析によって、多数のアレニウスプロット点が、一度の温度掃引測定から得られるわけです。

また、種々のコリレータは、その感度と分解能に関して、それぞれ異なった特性を有し、一般的にはその間にトレードオフの関係を持ちます⁹⁾。

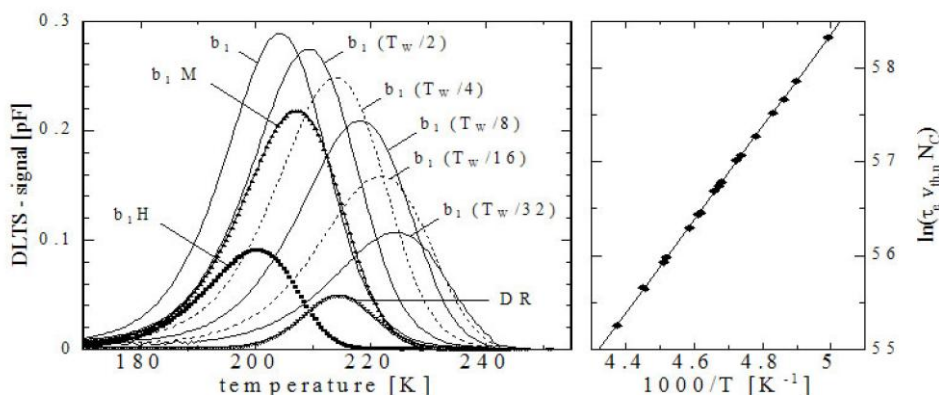
つまり、高感度なコリレータは、エネルギー分解能において劣る傾向があり、またその逆の傾向も成り立ちます。図A-7は、代表的なコリレータを図示したものです¹⁰⁾

また、図A-8には、これらのコリレータによるDLTSスペクトルと、それぞれのスペクトルにおけるピーク位置から得られたデータによるアレニウスプロットを示しました。

図A-7. コリレータ (相関関数)の例



図A-8. (右) 各種コリレータによるDLTSスペクトルの比較
(左) それぞれのピーク位置から得られたデータによるアレニウスプロット



- ラプラス変換式DLTS(LDLTS)法^{11,12)}

これまで述べてきました従来DLTS法の欠点は、エネルギー分解能において劣ることでした。低温で測定したフォトルミネッセンススペクトルは、シャープな励起子発光線よりなる微細構造を持っているため、関連するエネルギー準位に関する情報が高い分解能で得られます。これに対して、DLTSスペクトルでは概して、微細構造を伴わないブロードなピークしか得られません。仮に近接したエネルギーを持つ複数の準位が存在したとしても、それらを分離・検出することは困難です。ラプラス変換式DLTS (LDLTS) 法は、このエネルギー分解能に重点を置いた解析方法です。LDLTS法では、ICTS法と同様な一定温度の下でのトランジエント測定がベースとなります。

非指数関数性を考慮して、トランジエントは、式 (A-26) のように放出速度 (= 時定数の逆数) の連続関数として表されます。

つまりスペクトル密度関数 (放出速度の分布) : $F(s)$ は、容量トランジエントのラプラス変換ということになります。

$$C(t) = \int_0^{\infty} F(s) \exp(-st) ds \quad (\text{A-26})$$

$$s = 1/\tau_e$$

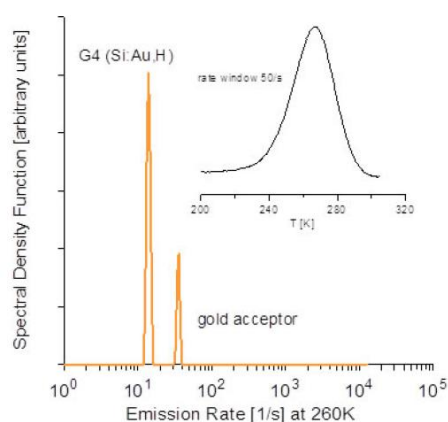
容量トランジエントから、放出速度の分布関数 $F(s)$ を求めるのは、逆ラプラス変換ということになりますが、これはいわゆる数学における「不良設定の逆問題」であり、実験的に求めた容量トランジエントデータから、直ちに一義的な解を得ることは不可能なのです。

これに対してFT1030では、「不良設定の逆問題」に対する一般的な解法であるTikhonov (ティホノフ) の正則化法アルゴリズムをベースとした

ソフトウェア: CONTIN (S.Provencher)¹³⁾ が用いられています。

ここでも正しい解を得るためにはいくつかの条件が必要となりますが、結論として、特にトランジエントデータにおける良好なS/N比が重要であることがわかっています。仮に近接する二つの準位の時定数比: $T_1/T_2 \sim 2$ を達成するためには、 $S/N=1000$ 程度が必要と見積もられています。ただ、この条件は実験的に可能な範囲と考えられますし、従来のボックス・カー方式、方形波関数方式のDLTSでは、 T/T は、それぞれ ~ 12 、 ~ 15 程度が限度であることを考慮しますと、LDLTS法は、近接準位の分離には非常に有効な手段であるといえます。

図A-9にDLTSおよびLDLTS法によるスペクトルの比較を示しました^{12,14)}試料は、Au（金）を拡散させたSiにさらにH(水素)を導入したものです。右上の挿入図は従来のDLTS法によるスペクトル（レートウインドウ＝ 50 s^{-1} ）であり、260K付近に典型的なブロードなピークを持ちます。このピークは、従来より、Si中のAuによるアクセプタ準位として知られているものです。これに対して、260Kで測定したLDLTSスペクトル（横軸：放出速度）では、 δ 関数的なすどい2本のピークが観測されています。これらのピークに関しては、低速度側がAu-H複合体によるG4と呼ばれる準位（ $E_a=542\text{meV}$ ）、また高速度側がAuアクセプタそのものの準位（ 558meV ）からの放出過程に起因するものであることが報告されています。従来DLTS法では、1本のピーク(=一つの準位)としてしか認識できなかったわけですが、LDLTS法においては、このような近接した準位の分離が可能であることが示されました。



図A-9. 水素を含むSi中Auに関する準位のLDLTSスペクトル（@ 260K）。挿入図は、従来DLTS法によるスペクトル（レートウインドウ： 50 s^{-1} ）LDLTSスペクトルでは、近接したエネルギーを持つ二つの準位の存在が示されています。

このように、LDLTS法はこれまでのDLTS法では達成できなかった高エネルギー分解能が大きな特長ですが、その解析の特性上、スペクトルの縦軸強度はトラップ濃度を反映するものではないことに注意が必要です。したがってトラップ濃度に関しては、例えば従来DLTSと同様な手法での解析が必要です。さらに、そもそもDLTSピークがブロードニングする原因はいくつか考えられ、決して近接準位の存在だけとは限りません。例えば、欠陥周りの局所電界による放出速度への影響（Poole-Frenkel効果）などが典型的な例といえるでしょう。従って、スペクトルを分離することが、常に正しい結果を与えるとは限らないことを忘れてはなりません。

• 参考文献

- 4) K. Ikeda and H. Takaoka, Jpn. J. Appl. Phys. 21, 462 (1982).
- 5) S. Weiss and R. Kassing, Solid-State Electronics, 31, 1733(1988).
- 6) G. L. Miller, L. V. Ramirez, and D. A. Robinson, J. Appl. Phys. 46, 2638 (1975).
- 7) L. C. Kimerling, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23, 1497 (1976).
- 8) Y. Tokuda, N. Shimizu, and A. Usami, Jpn. J. Appl. Phys. 18, 309 (1979).
- 9) A. A. Istratov, J. Appl. Phys. 82, 2965 (1997).
- 10) E. Fretwurst, Workshop on Defects, Hamburg, August 23-2006.
- 11) L. Dobaczewski, P. Kaczor, L. D. Hswkins, and A. R. Peaker, J. Appl. Phys. 76, 194 (1994).
- 12) L. Dobaczewski, A. R. Peaker, and B. Nielsen, J. Appl. Phys. 96, 4689 (2004).
- 13) S. W. provencher, Comput. Phys. Commun. 27, 213 (1982).
- 14) P. Deixler et al., Appl. Phys. Lett., 73, 3126 (1998).

セラミックフォーラム株式会社

〒101-0054

東京都千代田区神田錦町3丁目19番6号 楠本第3ビル9階

お電話でのお問い合わせはこちら

 **03-5577-2947**

平日：9：30～18：00