



Title	薄膜型多結晶ソーラセル特性の統計的解析：局部特性変動の出力特性への影響
Author(s)	小林, 広武; 小川, 吉彦; 黒部, 貞一
Citation	北海道大學工學部研究報告, 109, 1-11
Issue Date	1982-07-30
Doc URL	<a href="http://hdl.handle.net/2115/41732">http://hdl.handle.net/2115/41732</a>
Type	bulletin (article)
File Information	109_1-12.pdf



[Instructions for use](#)

薄膜型多結晶ソーラセル特性の統計的解析  
— 局部特性変動の出力特性への影響 —

小林 広 武\* 小川 吉 彦\* 黒部 貞 一\*  
(昭和57年3月31日受理)

Statistical Analysis of Characteristics of Thin  
Film Polycrystalline Solar Cells

— Influence of Fluctuation in Local Characteristics on  
Output Characteristics —

Hiromu KOBAYASHI Yoshihiko OGAWA Teiichi KUROBE  
(Received March 31, 1982)

Abstract

Local characteristics of thin film polycrystalline silicon solar cells which are low-cost solar cells, show a tendency to fluctuate under the influence of structural defects such as recombination centers for photon-excited carriers. As a result, output characteristics of individual cells vary to a great extent.

The causality was analyzed statistically by simulation under the conditions of experimental results reported by other workers. According to the fluctuation of the local parallel leak resistance,  $V_{oc}$ ,  $P_{max}$ , and F. F. vary considerably and their mean values decrease. On the other hand, according to fluctuations of the local photocurrent,  $I_{sc}$ ,  $P_{max}$ , and  $V_{oc}$  vary considerably. However, their averages are unchangeable.

In this paper, a new solution of the above problem, namely the introduction of an approximate linearization, is also presented. As a result of this solution, time spent for the calculation is shortened considerably.

1. ま え が き

薄膜型シリコンソーラセルは、セルに使用されるシリコンが数十 $\mu\text{m}$ 程度の膜厚で、太陽光エネルギーの大半を吸収できるという性質に基づいて、セルを薄膜化し、材料の節減を計った低コスト用ソーラセルの一種である。

しかしながら、このセルは、その製法上、多結晶構造となり、その結果、発生キャリアに対し、再結合中心として作用する結晶粒界等の欠陥の影響により、セルの発生光電流、並列もれ抵抗等の局所的な特性が場所的に不均一なものとなり、これがセル個々の特性のバラツキ、劣化につな

\* 電子工学科 電子回路工学講座

がるという問題点を抱えている。

そこで本研究においては、この点に着目し、報告されている実験結果に基づき、セルの局部特性にある種のバラツキを与え、その結果におけるセル全体としての特性のバラツキ、変動を、標本抽出法に基づいた数値実験から導出することによって、両者の因果関係を統計的に解析してみた。さらに、結果の導出にあたって、他に、線形近似、さらにはモンテカルロ法を用いて積率の計算からのものものも試み、結果の確認、計算時間等の問題について検討を加えた。

## 2. 標本抽出法による解析

### 2.1 概説

ここでは、レーザ光走査等により、セルの局部的（結晶粒径程度のスケール）な発生光電流のバラツキを測定した結果、その度数分布はガウス型に近くなるという報告されている実験結果<sup>2)</sup>に基づき、ある薄膜多結晶シリコンソーラセルの母集団を仮定し、母集団におけるセル全体にわたって生じている局部特性のバラツキに、決められた分布関数を与え、その結果におけるセル個々の特性のバラツキの分布、平均値の変動、分散等を標本抽出法に基づいて数値実験することより導出してみた。

### 2.2 セルの定義

母集団を構成するセルは図1のように、縦10mm、横4mmの大きさで、上部電極（光照射面側の電極）を三辺に設けたものとした。（これは、格子状に電極を配置したセル素子の一部分で、セルの最小単位とみなせる。）

次に、局部特性にバラツキを与えるため、セル内部を1mm角四方の微小セルに分割する。この微小セルの大きさは、結晶粒径と計算に要する時間を考慮に入れ決定した。すなわち報告における「結晶粒径程度のスケール」を満足する上限値とみなしたものである。（細分化する程、より計算時間を必要とする。）

ここで、各微小セルの特性を、セルの中心点で代表させ、各微小セルに図2に示す等価回路を与える。また接している微小セル間には、直列シート抵抗 $R_s$ の存在を仮定し、これらをまとめると、セル全体の等価回路は図3となる。

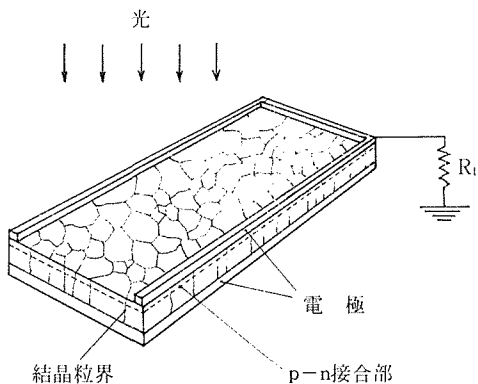


図1 薄膜多結晶 $Si$ セルのモデル

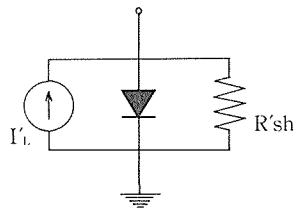


図2 微小セルの等価回路

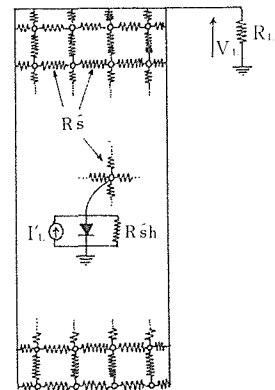


図3 標本セルの等価回路 (A)

### 2.3 数値実験の手順

数値実験の手順を以下に示す。

- ① 前節で定義したセルにおける母集団を仮定し、その母集団から得られる微小セルの集合（すなわち、母集団を構成する全セルから得られる微小セルについての集合）において、その特性のバラツキに、ある分布関数を与える。
- ② 図3で示したセルの等価回路における各微小セルの素子パラメータ値を、①で定義した微小セルの集合からランダムに抽出することにより定め、ひとつのセルを定義付ける。（これよりセルの母集団から一つの標本セルを抽出したことになる。）
- ③ 抽出した標本セルにおいて、負荷  $R_L$  を接続した状態で、各節点（1～41）における節点方程式をたて、これを解くことにより、出力電圧（電流）を導出する。さらに  $R_L$  を変化させ、出力における  $I-V$  特性を導出する。
- ④ ②、③を繰り返すことによって得られる標本セルにおける  $I-V$  特性のバラツキから、 $I_{sc}$ （短絡電流）、 $V_{oc}$ （開放電圧）、 $FF$ （曲線因子）等のセル特性を示す各パラメータについてのバラツキを導出し、それぞれの分散、平均値等の各統計量を求める。

以上である。

これより、局部特性のバラツキに帰因する母集団におけるセルの特性のバラツキの状態を推定することができる。

ここで、バラツキを与える局部特性としては、微小セルにおける  $I'_L$ ,  $R'_{sh}$ ,  $n'$ （ダイオードファクタ）、 $I'_0$ （ダイオード飽和電流密度）、および、 $R_s$ があるが、ここでは結晶粒界等の欠陥の影響を特に顕著に受けると考えられる  $I'_L$ ,  $R'_{sh}$  の各素子パラメータにバラツキを与え、他はすべて定数とした。さらに、 $I'_L$ ,  $R'_{sh}$  のバラツキには、物理的矛盾を避けるため、正の相関を与え、両者の分布関数は正規型とした。

従って、標本セルにおける各微小セルの素子パラメータの決定は、バラツキを定めた  $I'_L$ ,  $R'_{sh}$  についての集合から各々を抽出することに帰着される。これは乱数を用い、計算機（北大大型計算機センター、HITAC M-200H）により処理した。

### 2.4 方程式の解法

図3に示したセルの等価回路において、節点  $i$  における節点方程式は図4を参照し、

$$G'_s(V_{i-1} - V_i) + G'_s(V_{i-m} - V_i) + G'_s(V_{i+m} - V_i) + G'_s(V_{i+1} - V_i) + I'_{Li} - G'_{shi} V_i - I'_{Di} = 0 \quad (1)$$

ただし

$$I'_{Di}(V_i) = I'_0 \{ \exp(qV_i/n'kT) - 1 \} \quad (2)$$

式(1)を变形して、

$$-G'_s V_{i-m} - G'_s V_i - G'_s V_{i+1} - G'_s V_{i+m} + (4G'_s + G'_{shi}) V_i - I'_{Li} + I'_{Di}(V_i) = 0 \quad (3)$$

以上より、一般に節点  $i$  における節点方程式は、係数行列  $[A_{ij}]$  を用いて、

$$\sum_{j=1}^N A_{ij} V_j - I'_{Li} + I'_{Di}(V_i) = 0 \quad (4)$$

と書き表わすことができ、ここで、節点数は電極も含め41個あるため、 $N=41$  となり、全体として41元の非線形連立方程式を解くことにより、出力電圧  $V_L$  ( $V_L = V_{41}$ ) が導出される。この方程式の解法としては、ニュートン法による逐次近似解法を用いた。すなわち、式(4)の左辺を  $f_i$  とお

き, さらに,  $V = [V_1 V_2 \dots V_{41}]^t, f(V) = [f_1 f_2 \dots f_{41}]^t,$   
 $F(V)$ を $[\partial f_i / \partial V_j]$ なる行列とし,  $k+1$ 回目の反復に  
 における $V^{(k+1)}$ を

$$V^{(k+1)} = V^{(k)} - F^{-1}(V^{(k)})f(V^{(k)}) \quad (5)$$

で与えることにより,  $V^{(k+1)}$ は $V^{(k)}$ と真値との誤差の2  
 乗に比列して真値に近づき, 反復を繰り返す, 収束条  
 件を満足した段階で解が得られる。

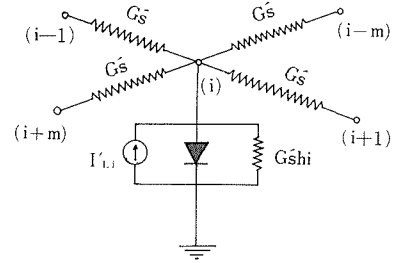


図4 節点(i)近傍の等価回路

### 2.5 結果

セルの母集団におけるセル局所特性  $I'_L, R'_{sh}$  のバラツキの程度は, セルの出力特性のバラツキ  
 におけるこれらの依存性をみるため, 次の四種のものを仮定した。

集合1:  $\sigma_{I'_L} = 0.2 \bar{I}'_L, \sigma_{R'_{sh}} = 0.2 \bar{R}'_{sh}$     集合2:  $\sigma_{I'_L} = 0.2 \bar{I}'_L, \sigma_{R'_{sh}} = 0.4 \bar{R}'_{sh}$

集合3:  $\sigma_{I'_L} = 0.4 \bar{I}'_L, \sigma_{R'_{sh}} = 0.2 \bar{R}'_{sh}$     集合4:  $\sigma_{I'_L} = 0.4 \bar{I}'_L, \sigma_{R'_{sh}} = 0.4 \bar{R}'_{sh}$

ここで,  $\sigma_{I'_L}, \sigma_{R'_{sh}}$ は, それぞれのバラツキの標準偏差,  $\bar{I}'_L, \bar{R}'_{sh}$ はバラツキの平均値を示し,  
 $\bar{I}'_L = 20(\text{mA}/\text{cm}^2), \bar{R}'_{sh} = 100(\Omega \cdot \text{cm}^2)$ と定めた。また  $\bar{I}'_L, R'_{sh}$ の相関係数は0.8。その他のパラ  
 メータ値としては,  $n' = 1.6, I_o = 1.12 \times 10^{-4}(\text{mA}/\text{cm}^2), R'_s = 73.5(\Omega \cdot \text{cm}^2)$ とする。

以上から, それぞれ標本数100個抽出し, 各々の  $I-V$  特性曲線より,  $I_{sc}$ (短絡電流密度),  $V_{oc}$   
 (開放電圧),  $FF$ (曲線因子),  $P_{max}$ (最大供給電力),  $R_m$ (最適負荷抵抗)の各出力特性パラメータ  
 のバラツキを導出した。さらに標本セルを図5に示す等価回路に置き換えた場合における  $I_L, R_{sh},$   
 $n, I_o, R_s$ の各素子パラメータ(これらは,  $I-V$  特性曲線より近似的に導出できる)のバラツキ  
 についても導出した。これらの中で,  $I_{sc}, V_{oc}, P_{max}, FF$ に関するものを図6~図9においてヒ  
 ストグラムで示す。

各結果のうち, 出力特性パラメータに関するものをまとめると,

1)  $I'_L$ のバラツキの影響

- $I_{sc}, P_{max}, R_m, V_{oc}$ に見られる。
- 平均値の変動は, あまり見られない。
- 分布は正規型。

2)  $R'_{sh}$ のバラツキの影響

- $FF, R_m, P_{max}, V_{oc}$ に見られる。
- 平均値はすべて低下する。
- 分布は, 一般に, 極大点を特性の高い側に持ち, 特性劣化側へ緩やかに減少する曲線  
 となる。

以上の傾向が示された。ただし, 平均値の変動, バラツキの分布は, それぞれ他の影響を取り除

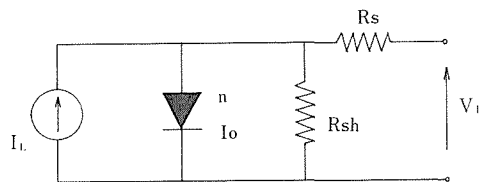


図5 標本セルの等価回路 (B)

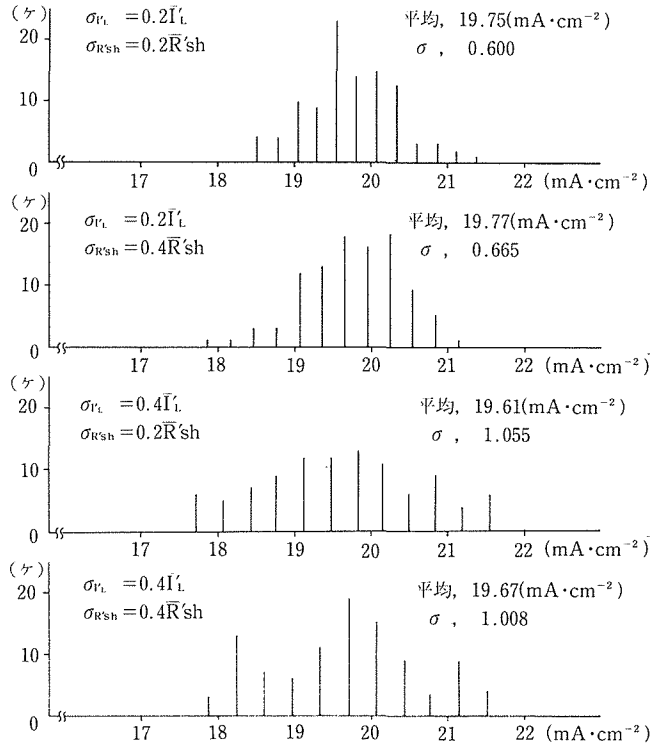


図 6  $I_{sc}$  のバラツキ

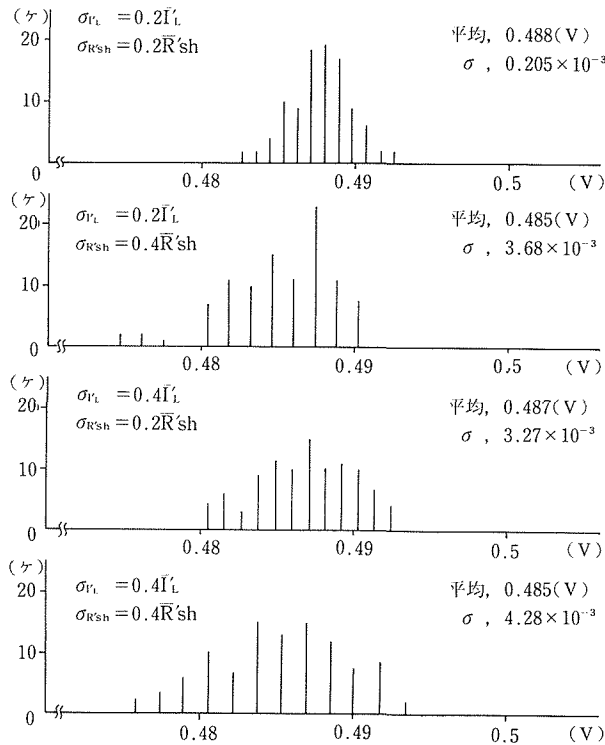
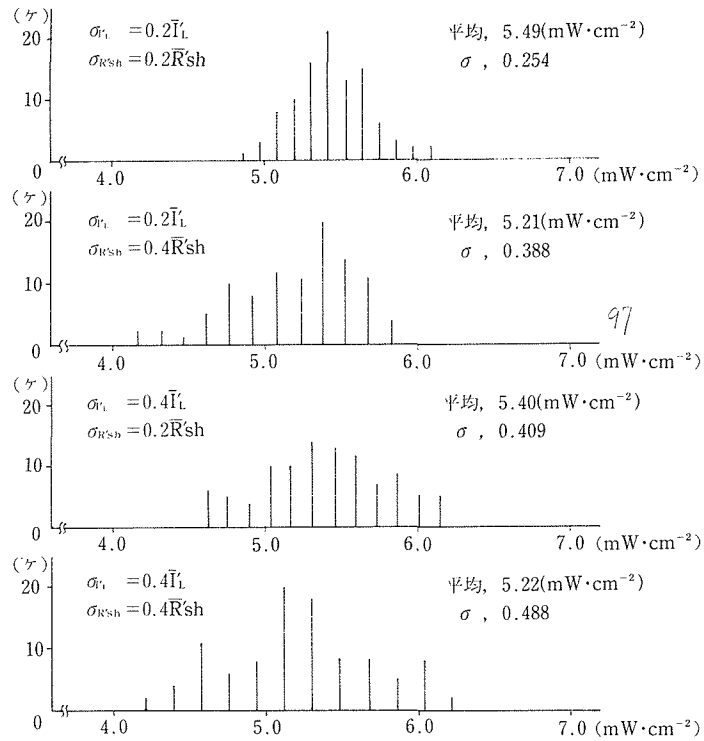
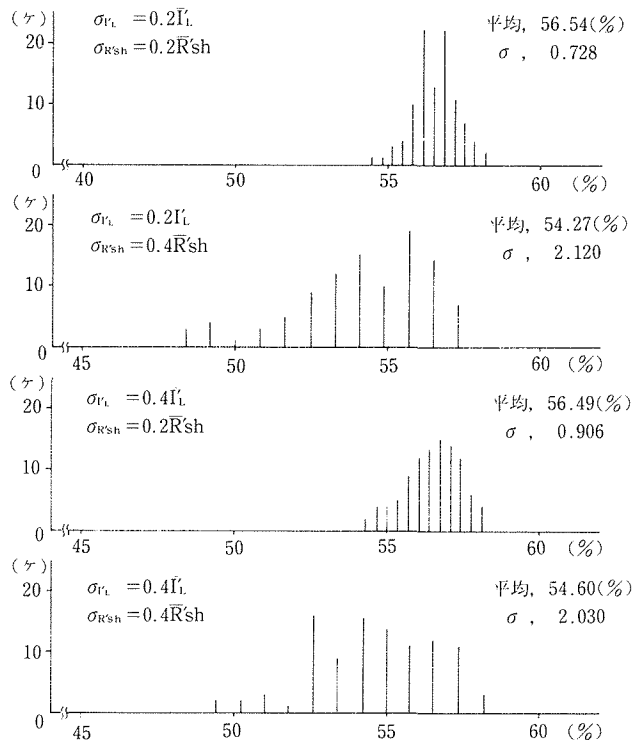


図 7  $V_{oc}$  のバラツキ

図 8  $P_{max}$  のバラツキ図 9  $FF$  のバラツキ

いた場合におけるものである。

また、図5の等価回路における各素子パラメータのバラツキは、 $R_{sh}$ は $FF$ 、 $I_L$ は $I_{SC}$ のバラツキにはば一致した傾向を示し、その他は、 $I'_L$ 、 $R'_{sh}$ のバラツキの影響が、ほとんど見られなかった。

これらの点から考察すると、局部的発生光電流のバラツキによる各特性のバラツキの原因は、標本セルにおける各 $I'_L$ の総和のバラツキによるものと考えられる。すなわち、微小セルの個数が有限であるために生ずるもので、各標本セルの面積が大な程、また、結晶粒径が小な程、これに帰因する諸特性のバラツキは減少するものと思われる。

一方、局部的並列もれ抵抗のバラツキによる各特性のバラツキ、劣化は、微小セルにおける $R'_{sh}$ の値が特に低いものにおいては、自己のセルのリーク電流を増加させるばかりでなく、その周辺で発生した光電流に対しても、強くその影響を及ぼし、結果的に、セル全体の等価的な並列抵抗値を減少せしめているために生ずるものと考えられる。

### 3. 積率計算による導出

#### 3.1 概説

平均値が零の確率変数  $x$  の確率密度  $f(x)$  が与えられているならば、 $x$  の分散  $\sigma_x^2$  は次式の二次のモーメント（積率）を計算して求める。

$$\sigma_x^2 = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 f(x) dx \quad (6)$$

この式に着目して、前章で扱った問題におけるセル出力電圧の分散は、 $V_L$ 、 $I'_L$ 、 $R'_{sh_i}$  ( $i=1, \dots, 40$ ) の各平均値からの変化分をそれぞれ  $\Delta V_L$ 、 $\Delta I'_L$ 、 $\Delta R'_{sh_i}$  ( $i=1, \dots, 40$ ) とおき、さらに  $\Delta V_L$  を  $\Delta I'_L$ 、 $\Delta R'_{sh_i}$  ( $i=1, \dots, 40$ ) の関数とし、

$$\Delta V_L = g(\Delta I'_{L_1}, \Delta R'_{sh_1}, \Delta I'_{L_2}, \Delta R'_{sh_2}, \dots, \Delta I'_{L_{40}}, \Delta R'_{sh_{40}}) \quad (7)$$

また、 $\Delta I'_L$ 、 $\Delta R'_{sh_i}$  ( $i=1, \dots, 40$ ) の結合密度関数を  $F$  とすると、

$$\sigma_{\Delta V_L}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} g^2 \cdot F d\Delta I'_{L_1} d\Delta R'_{sh_1} \dots d\Delta I'_{L_{40}} d\Delta R'_{sh_{40}} \quad (8)$$

なる80重積分で表わすことができる。

我々は次に、式(8)を解くにあたり、①  $g$  に線形近似を適用した解法。②モンテカルロ法。この2つの解法を用い、それぞれから  $\sigma_{\Delta V_L}^2$  の導出を試みた。

#### 3.2 線形近似による解法

今、式(7)における  $\Delta V_L$  を次式で示される各変数の線形和で表わす。

$$\begin{aligned} \Delta V_L &= A_1 \Delta I'_{L_1} + A_2 \Delta I'_{L_2} + \dots + A_{40} \Delta I'_{L_{40}} + B_1 \Delta G'_{sh_1} + B_2 \Delta G'_{sh_2} + \dots + B_{40} \Delta G'_{sh_{40}} \\ &= \sum_{i=1}^{40} (A_i \Delta I'_{L_i} + B_i \Delta G'_{sh_i}) \end{aligned} \quad (9)$$

ただし、 $A_i$ 、 $B_i$  ( $i=1, \dots, 40$ ) は定数。一方、結合密度関数  $F$  は、 $\Delta G'_{sh_i}$  と  $\Delta G'_{sh_j}$ 、 $\Delta I'_{L_i}$  ( $i \neq j$ ) が無相関であることより、

$$F = f_1(\Delta I'_{L_1}, \Delta G'_{sh_1}) f_2(\Delta I'_{L_2}, \Delta G'_{sh_2}) \dots f_{40}(\Delta I'_{L_{40}}, \Delta G'_{sh_{40}}) \quad (10)$$

ただし、 $f_i$  ( $i=1, \dots, 40$ ) は  $\Delta I'_{L_i}$ 、 $\Delta G'_{sh_i}$  についての結合密度関数。

式(9)(10)を式(8)に代入すると、



$$\sigma_{\Delta V_i}^2 = \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty}}_{80} \left\{ \sum_{i=1}^{40} (A_i \Delta I'_{L_i} + B_i \Delta G'_{sh_i}) \right\}^2 \cdot f_1 \cdot f_2 \cdots \cdots$$

$$f_{40} d\Delta I'_{L_1} d\Delta G'_{sh_1} d\Delta I'_{L_2} \cdots \cdots d\Delta G'_{sh_{40}} \quad (11)$$

ここで、仮定  $\bar{I}'_L \gg \Delta I'_{L_i}$ ,  $\bar{R}'_{sh} \gg \Delta R'_{sh_i}$  ( $i=1, \dots, 40$ ), かつ,  $\Delta I'_{L_i}$ ,  $\Delta R'_{sh_i}$  は正規分布することより, 図10を参照して,  $\bar{G}'_{sh} \gg \Delta G'_{sh_i}$  および,  $\Delta G'_{sh_i}$  は近似的に正規分布するものとみなせ, 従って,  $f_i$  は結合正規型となり, 次式で示される<sup>3)</sup>

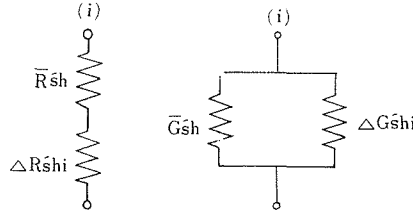


図10 並列もれ抵抗, コンダクタンスの等価回路

$$f_i(\Delta I'_{L_i} \Delta G'_{sh_i}) = \frac{1}{2\pi\sigma_{\Delta I'_{L_i}}\sigma_{\Delta G'_{sh_i}}\sqrt{1-r^2}}$$

$$\exp\left[-\frac{1}{2(1-r^2)}\left\{\frac{\Delta I'_{L_i}}{\sigma_{\Delta I'_{L_i}}^2} - \frac{2r\Delta I'_{L_i}\Delta G'_{sh_i}}{\sigma_{\Delta I'_{L_i}}\sigma_{\Delta G'_{sh_i}}} + \frac{\Delta G'_{sh_i}}{\sigma_{\Delta G'_{sh_i}}^2}\right\}\right] \quad (12)$$

さらに,  $f_1=f_2=\dots=f_{40}$  (代表して  $f$  とする) を考慮し, 式(11)を変形すると, 結局  $\sigma_{\Delta V_i}^2$  は,

$$\sigma_{\Delta V_i}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=1}^{40} (A_i \Delta I'_{L_i} + B_i \Delta G'_{sh_i})^2 f(\Delta I'_{L_i} \Delta G'_{sh_i}) d\Delta I'_{L_i} d\Delta G'_{sh_i} \quad (13)$$

なる2重積分で示される。

次に係数  $A_i$ ,  $B_i$  ( $i=1, \dots, 40$ ) を決定する。式(1)の節点方程式において, 各パラメータを平均値と平均値からの変化分の項に分解し, ダイオード電流を示す項において,

$$\exp\left\{\frac{q}{n'kT}(\bar{V}_i + \Delta V_i)\right\} \doteq \left(1 + \frac{q}{n'kT}\Delta V_i\right) \exp\left(\frac{q}{n'kT}\bar{V}_i\right) \quad (14)$$

なる近似を用い, さらに  $\bar{G}'_{sh} \gg \Delta G'_{sh_i}$  なる条件を適用すると

$$G'_s(\Delta V_{i-1} + \Delta V_{i+m} + \Delta V_{i+1} + \Delta V_{i-m}) - (4G'_s + G'_{sh_i} + I_0 \exp(q\bar{V}_i/n'kT) \frac{q}{n'kT}) \Delta V_i$$

$$= -\Delta I'_{L_i} + \bar{V}_i \Delta G'_{sh_i} \quad (15)$$

上式を参照し, 各節点から得られる節点方程式をまとめて行列表示すると,

$$\begin{bmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1i} & \cdots & a_{140} & a_{141} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots & \vdots \\ a_{i1} & \cdots & a_{ii} & \cdots & a_{i40} & a_{i41} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots & \vdots \\ a_{401} & \cdots & a_{40i} & \cdots & a_{4040} & a_{4041} \\ a_{411} & \cdots & a_{41i} & \cdots & a_{4140} & a_{4141} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta V_1 \\ \vdots \\ \Delta V_i \\ \vdots \\ \Delta V_{40} \\ \Delta V_L \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\Delta I'_{L_1} + \bar{V}_1 \Delta G'_{sh_1} \\ \vdots \\ -\Delta I'_{L_i} + \bar{V}_i \Delta G'_{sh_i} \\ \vdots \\ -\Delta I'_{L_{40}} + \bar{V}_{40} \Delta G'_{sh_{40}} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (16)$$

ここで左辺の係数行列を  $A$  とおき、さらに、 $A$  の余因子を  $\tilde{a}_{ij}$  とすると、 $\Delta V_L$  は式(16)より、

$$\Delta V_L = \begin{bmatrix} \frac{\tilde{a}_{1,41}}{|A|} & \frac{\tilde{a}_{2,41}}{|A|} & \dots & \frac{\tilde{a}_{41,41}}{|A|} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\Delta I'_{L_1} + \bar{V}_1 \Delta G'_{sh_1} \\ -\Delta I'_{L_2} + \bar{V}_2 \Delta G'_{sh_2} \\ \dots \\ -\Delta I'_{L_{40}} + \bar{V}_{40} \Delta G'_{sh_{40}} \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$= \frac{1}{|A|} \sum_{i=1}^{40} \{ \tilde{a}_{i,41} (-\Delta I'_{L_i} + \bar{V}_i \Delta G'_{sh_i}) \} \quad (17)$$

これより、係数は

$$A_i = -\frac{\tilde{a}_{i,41}}{|A|} \quad B_i = \frac{a_{i,41} \bar{V}_i}{|A|}$$

で決定される。

以上より、 $\sigma_{\Delta V_L}^2$  は、式(13)を計算することにより導出されるが、問題は、近似の適用の妥当性である。これは3.4節で述べる。

### 3.3 モンテカルロ法による導出

次に、式(13)から得られる結果を確認する意味で、モンテカルロ法を導入し、式(8)の積分値を求めてみた。

今、

$$I = \underbrace{\int_a^b \dots \int_a^b}_{m} f(x_1, x_2, \dots, x_m) dx_1 dx_2 \dots dx_m \quad (18)$$

を、モンテカルロ法を用いて評価すると、 $I$  は、

$$I \cong \frac{(b-a)^m}{N} \sum_{i=1}^N f(\xi_{1i}, \xi_{2i}, \dots, \xi_{mi}) \quad (19)$$

から近似的に求まる<sup>4)</sup>。ただし  $\xi_j (j=1, \dots, m)$  を各積分領域  $[a, b]$  に一様分布する乱数とし、各積分領域からそれぞれ発生させた乱数の個数は  $N$ 。

この解法を用いて、式(8)から  $\sigma_{\Delta V_L}^2$  の導出を試みる。しかしながら、直接この式から適用な結果を得るためには、乱数の発生回数、およびそれに伴う計算時間が膨大なものとなることが予想されるので、次なる近似をおこなった。

はじめに、 $\Delta I'_L$  と  $\Delta R'_{sh}$  の相関係数を近似的に1とおく。これにより一方が従属変数となり、変数が半減される。ここでは、 $\Delta I'_L$  を  $\Delta R'_{sh}$  の関数とみなした。次に各積分領域を  $[-1.5\sigma_{\Delta R'_{sh}}, 1.5\sigma_{\Delta R'_{sh}}]$  とする。これは、領域を拡大する程近似精度が上がるが、反面、必要な乱数の個数が増え、計算時間が増大する。(ちなみに、各領域を1.5倍すると、同じ精度の結果を得るためには、約  $10^7$  倍の乱数が必要となる。) この点を考慮して、試行錯誤的に決定した。さらに、領域  $[-a, a]$  の設定にともない、 $\Delta R_{sh_i}$  についての一次元確率密度関数

$$f_i(\Delta R'_{sh_i}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\Delta R'_{sh}}} \exp\left[-\frac{\Delta R'^2_{sh_i}}{2\sigma_{\Delta R'_{sh}}^2}\right] \quad (20)$$

において

$$\int_{-a}^a f_i d\Delta R'_{sh_i} \neq 1$$

なる矛盾を避けるため、新しい確率密度関数

$$f_i^*(\Delta R'_{sh_i}) = A f_i(\Delta R'_{sh_i}) \quad (21)$$

を定義する。ただし  $A$  は

$$A = \frac{1}{\int_{-a}^a \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\Delta R'_{sh}}}} \exp\left(-\frac{\Delta R'_{sh_i}}{2\sigma_{\Delta R'_{sh}}^2}\right) d\Delta R'_{sh_i}} \quad (22)$$

より決定される定数。

これらをまとめると、 $\sigma_{\Delta V_L}$  は、

$$\sigma_{\Delta V_L}^2 \simeq \underbrace{\int_{-a}^a \dots \int_{-a}^a g^2(\Delta R'_{sh_1} \dots \Delta R'_{sh_{40}}) F^*(\Delta R'_{sh_1} \dots \Delta R'_{sh_{40}}) d\Delta R'_{sh_1} \dots d\Delta R'_{sh_{40}}}_{40} \quad (23)$$

ただし  $a=1.5$   $\sigma_{\Delta R'_{sh}}$ 、および

$$F^*(\Delta R'_{sh_1} \dots \Delta R'_{sh_{40}}) = \left(\frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma_{\Delta R'_{sh}}}}\right)^{40} \exp\left[-\frac{\Delta R'_{sh_1}{}^2 + \dots + \Delta R'_{sh_{40}}{}^2}{2\sigma_{\Delta R'_{sh}}^2}\right] \quad (24)$$

最終的には、式(23)をモンテカルロ法で解くことより、 $\sigma_{\Delta V_L}$  を導出した。

### 3. 4 結果

はじめに、 $\sigma_{\Delta V_L}$  において、積率に線形近似を施したもから導出した結果と、標本抽出法から導出した結果とを表1に比較する。

これより、条件によっては若干の相違があるが、全体的には、両者から得られた結果は、かなり類似したものとなった。

さらに、モンテカルロ法から導出した結果は、 $\sigma_{\Delta V_L} = 0.2\bar{I}_L$ 、 $\sigma_{\Delta R'_{sh}} = 0.2\bar{R}_{sh}$ 、 $R_L = 60(\Omega)$  において、 $\sigma_{\Delta V_L} = 8.913 \times 10^{-3}$  (V) となり、これも、同条件における他からの結果との大きな差異はみられなかった。

以上より、積率の計算における線形近似の適用性、また、標本抽出法における標本数の妥当性が示されたと言えよう。

表1 ㊤標本抽出法による結果  
㊦線形近似を施した積率の計算による結果

$I_L, R_{sh}$ のバラツキ	$\sigma_{I'} = 0.2\bar{I}_L, \sigma_{R_{sh}} = 0.2\bar{R}_{sh}$		$\sigma_{II} = 0.4\bar{I}_L, \sigma_{R_{sh}} = 0.4\bar{R}_{sh}$	
	㊤ $\sigma_{\Delta V_L}$ (V)	㊦ $\sigma_{\Delta V_L}$ (V)	㊤ $\sigma_{\Delta V_L}$ (V)	㊦ $\sigma_{\Delta V_L}$ (V)
$R_L$ (負荷抵抗) ( $\Omega$ )				
$\infty$	$2,044 \times 10^{-3}$	$2,162 \times 10^{-3}$	$4,276 \times 10^{-3}$	$4,100 \times 10^{-3}$
150	$3,473 \times 10^{-3}$	$3,663 \times 10^{-3}$	$7,464 \times 10^{-3}$	$6,954 \times 10^{-3}$
60	$9,060 \times 10^{-3}$	$9,782 \times 10^{-3}$	$1,810 \times 10^{-2}$	$1,860 \times 10^{-2}$
40	$8,882 \times 10^{-3}$	$9,758 \times 10^{-3}$	$1,632 \times 10^{-2}$	$1,786 \times 10^{-2}$
17	$4,023 \times 10^{-3}$	$4,420 \times 10^{-3}$	$7,045 \times 10^{-3}$	$8,466 \times 10^{-3}$
0.1	$2,399 \times 10^{-5}$	$2,630 \times 10^{-5}$	$4,032 \times 10^{-5}$	$5,060 \times 10^{-5}$

さらに、一つの結果の導出に要する計算時間を比較すると、

○標本抽出法 — 約 220 秒

○モンテカルロ法 — 約 120 秒

○線形近似計算 — 3.5 秒前後

(いずれも、北大大型計算機センター HITAC M-200 H による)

となり、線形近似の適用の結果として、計算時間の大幅な短縮を為し得ることができた。

#### 4. む す び

本研究においては、薄膜多結晶シリコンソーラセルにおいて、発生光電流や並列もれ抵抗の局部的なバラツキに起因する、セル全体の特性のバラツキや劣化に関し、数値実験からの統計的説明を試みた。その結果から、特に並列もれ抵抗のバラツキが、セル全体の特性に悪影響を及ぼすことが判明された。また、この種の問題の解析において、ダイオード成分等の非線形項に線形近似の適用が可能である点を確認でき、これにより、式の簡略化、さらには計算時間の短縮化を為し得ることが判明した。

今後の課題としては、この問題においては、粒界等の影響により変動する局部特性パラメータとして、発生光電流、並列もれ抵抗の2つを仮定したが、実際には、ダイオードファクタ、直列抵抗等の局部特性も変動しているものと予想され、これらの点を計算の対象に加えることが上げられる。

#### 参 考 文 献

- 1) 高橋清他：太陽光発電（昭 55），p. 199，森北出版株式会社
- 2) T. Warabisako, et al: 1977 Photovoltaic Solar Energy Conf. (Luxembourg 1977) No. 3. 2
- 3) 平岡寛二他：工学のための応用確率論（昭 45），p. 181，東海大学出版会
- 4) 津田孝夫：モンテカルロ法とシミュレーション（昭 44），培風館