

Title	転移領域及びガラス状領域での光弾性応力凍結熱処理法に関する基礎的研究
Author(s)	岸, 武保
Citation	大阪大学, 1988, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1847
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

転移領域及びガラス状領域での光弾性 応力凍結熱処理法に関する基礎的研究

岸 武 保

目 次

第1章	序 論	1
	参考文献	4
第2章	従来の応力凍結法と問題点	5
2.1	緒 言	5
2.2	三次元応力と複屈折との関係	6
2.3	二次主応力と光弾性効果	9
2.4	応力凍結法の基礎と方法	11
2.5	応力凍結法における問題点と対策	17
2.6	結 言	21
	参考文献	23
第3章	エポキシ樹脂の光弾性的性質及び力学的性質に及ぼす 温度と時間の影響に関する実験的研究	26
3.1	緒 言	26
3.2	測定試料とその準備	29
3.2.1	エポキシ樹脂の製作法	29
3.2.2	試験片	30
3.3	引張試験片の伸び測定法	32
3.3.1	U字梁式伸び計	32
3.3.2	U字梁式伸び計の感度検定	33
3.3.3	U字梁式伸び計の引張試験片への取付方法	35
3.4	単軸引張クリープ試験	39
3.4.1	実験装置	39
3.4.2	実験方法	42
3.5	光学的・力学的クリープに関する実験結果とその考察	43
3.5.1	転移領域の決定	43
3.5.2	光学的クリープと力学的クリープ	44
3.5.3	適性係数に及ぼす温度と時間の影響	49
3.6	応力と縮次数，応力とひずみの間の線形性に関する 実験結果とその考察	51
3.6.1	応力と縮次数，応力とひずみの関係	51
3.6.2	応力と縮次数，応力とひずみの間の線形性に 関する考察	51

3.6.3	縞次数とひずみの間の線形性	57
3.6.4	比例限度と温度の関係	60
3.6.5	応力と縞次数，応力とひずみの関係に及ぼす試験片の 伸びにともなう寸法変化の影響	61
3.7	結 言	64
	参考文献	66
第4章	応力凍結熱処理過程及び除荷後における光弾性縞挙動と 変形挙動に関する実験的研究	68
4.1	緒 言	68
4.2	平面モデルによる応力凍結実験	69
4.2.1	モデルと負荷方法	69
4.2.2	実験方法	70
4.3	光弾性縞挙動及び変形挙動に関する実験結果とその考察	73
4.3.1	真直梁の光弾性縞写真と縞次数分布	73
4.3.2	冷却過程における光弾性縞挙動	80
4.3.3	除荷後のクリープ回復と凍結率	85
4.3.4	スライスの影響	89
4.3.5	二軸応力状態への適用例—円板の応力凍結実験	92
4.4	結 言	96
	参考文献	98
第5章	凍結温度を異にする応力凍結熱処理法に関する考察	99
5.1	緒 言	99
5.2	凍結温度が転移領域上限より低い場合の応力凍結機構	101
5.3	凍結熱処理過程における三次元モデル内の温度分布と熱応力	106
5.3.1	エポキシ樹脂中実円柱の温度分布	106
5.3.2	エポキシ樹脂中実円柱の熱応力と応力凍結サイクル	110
5.4	結 言	116
	参考文献	118
第6章	総 括	119
	謝 辞	122

第 1 章 序 論

機械・構造物の破壊防止と軽量化の両面から機械・構造物を設計するにあたって、簡単に安全率に頼る慣例的設計から脱し、構造物の応力・ひずみ状態をより正確かつ迅速に把握することが要請される。

一般に、機械・構造物の安全性が強度上十分に確保されない場合には、各部分に生じる応力・ひずみ状態が機械・構造物の機能の低下をもたらす、場合によってはその機能を失うことにもなる。したがって、機械・構造物本来の機能を果たすためには、合理的に設計され、かつ十分な強度や剛性を備えることが望ましいことはいうまでもない。

機械・構造物に外力が負荷された場合、部材各部に生じる応力・ひずみの大きさ、最大応力の大きさと発生位置などを知り、その部材の寸法や形状、使用材料の適否を判断し、安全でコストの安い経済的な設計を可能にするため、応力・ひずみ解析が必要となる。

実験応力・ひずみ解析法のうちの光弾性法は、破壊力学への適用^{1)~4)}、回転体構造物の応力解析^{5)、6)}さらに医学やバイオメカニクス^{7)、8)}などの学際的研究にもその応用範囲を拡張し再び脚光をあびている。

近年の急速なコンピューターの普及とともに数値解析法が発展し、なかでも有限要素法 (FEM) は強力な応力・ひずみ解析法となっている。光弾性法と有限要素法を比較⁹⁾するとき、費用、時間、精度の点を考える必要がある。一般的に、二次元問題や三次元でも軸対称問題などは有限要素法がかなり有利であるが、このような場合にも光弾性法は数値解析結果の評価手段として有効である¹⁰⁾。複雑な三次元構造物や非軸対称問題の応力解析に対しては、三次元光弾性法は数学モデルによらない実物模型による実験であり、極めて有利な方法である¹¹⁾。

現在、もっとも正統的な三次元光弾性法は応力凍結法と散乱光法であるが、その主流は応力凍結法といえる。この方法は1936年 Oppel¹²⁾によって提案されて以来、応力凍結のメカニズム、解析方法、最適の凍結用光弾性材料の開発など多数の基礎的研究がなされ、有力な三次元応力解析法として広く利用されている。一般に利用されて

いる応力凍結法では、網状高分子材料からなる三次元モデルを転移領域上限以上まで加熱し、二次結合の緩和されたゴム状弾性領域でモデルに外力を負荷してから、負荷状態のままモデルを室温まで徐冷する。温度降下にともない二次結合が再生し、高温での応力状態に応じた複屈折すなわち光弾性効果がモデルに凍結される。このモデルを薄片にスライスして二次元光弾性法と同様な方法により、各スライス片について応力解析を行い、これらの解析結果を総合して三次元モデル全体の応力分布を求める。

このような応力凍結法にも、いくつかの適用の限界あるいは方法自体に基づく問題点がある。すなわち、

- (1) ゴム状弾性領域における凍結用光弾性材料の弾性係数が室温における値より2桁程度低いため、モデルは大変形を生じやすい、
- (2) ボアソン比が0.5に近いときの応力分布が得られるため、一般の工業材料の三次元応力分布との間に差異が生じる、
- (3) モデルに生じた光弾性縞模様が冷却中に変化する

ことなどは応力解析結果の精度を低下させる原因となる。さらに、

- (4) 凍結用光弾性材料の熱伝導率が多くの金属材料の値に比べて極端に低いため、モデルが大型化するにつれて応力凍結熱処理に要する時間は長くなる。

従来の応力凍結法に内在するこれらの問題点は、応力凍結法の応用範囲を狭めており、その改善が望まれている。これらの問題点を克服するための方策として、変形補正試片法¹³⁾、ボアソン比外挿法¹⁴⁾など通常の応力凍結熱処理法の範囲内での改善策や、クリーピング法¹⁵⁾、キュアリング法¹⁶⁾など従来とは異なる観点から、種々の応力凍結法が提案されてきた。しかし、これらの改善策は、実験精度の向上を計ることを目的として提案されたが、新たな難点を有しており実用化されるには至っていない。

西田ら¹⁷⁾⁻¹⁹⁾により提唱された凍結熱処理法すなわち凍結温度をガラス状領域にとる方法は、モデルの変形を小さくし得るという利点を有し、しかもボアソン比が低くなると推測されるから、この点からも興味深い提案である。

応力凍結法で用いられる三次元モデルは複雑化しかつ大型化している状況下において、できる限り凍結熱処理に要する時間の短縮を計り、かつ正確な実験結果を得るための一つの方法として、凍結温度を転移領域内の下限近くにとる凍結熱処理法が考え

られる。

一般に光弾性応力解析法においては、応力と縮次数、応力とひずみの間のいずれにおいても線形関係が成り立つことが必要である。しかしながら、光弾性材料として用いられる高分子材料は、転移領域のみならずガラス状領域においても、光学的・力学的クリープを現し、フックの法則に従う弾性を示さない。したがって、凍結温度を転移領域内やガラス状領域にとる応力凍結法では、凍結用光弾性材料のクリープ特性を知るだけでなく、応力と縮次数、応力とひずみの間にそれぞれ線形関係が成り立っているかどうかを知る必要がある。現在、凍結用光弾性材料としてエポキシ樹脂が最もよく用いられており、エポキシ樹脂の転移領域やガラス状領域における光弾性特性に関する研究は、最近のものでは前述した西田らのほかに、V. J. Parks²⁰⁾、Pinderaら²¹⁾、Aoki²²⁾・²³⁾の研究が代表的なものとしてあげられる。しかしながら、これまでの研究では応力と縮次数、応力とひずみの間の線形性、スライスの縮模様への影響など応力凍結法にとって重要な基本的条件が詳しく研究されていない。

本研究は、光弾性学の発展に寄与すべく、新しい応力凍結法すなわち従来より低い凍結温度での光弾性応力凍結熱処理法を確立するための基礎的研究である。

本研究の目的を具体的に示すと次の通りである。

第一に、ガラス状領域からゴム状弾性領域までの広い温度範囲にわたって、エポキシ樹脂の温度と時間に依存する光弾性的性質及び力学的性質を詳細に研究することである。

第二に、応力凍結熱処理過程におけるエポキシ樹脂の光弾性縮挙動及び力学的挙動を明らかにすることである。

第三に、実際の三次元モデルへ適用するための技術的側面から新しい応力凍結熱処理法を吟味することである。

参 考 文 献

- 1) Smith, C. W.; Exp. Mech., 20-11(1980), 390-396
- 2) 渡辺, 平野, 久田, 北川; 機論, 46-404, A (1980), 387-395, 396-403
- 3) 野方, 瀬尾, 正木; 光弾性学論文集, 5-2(1984), 35-42
- 4) Phang, Y., Ruiz, C.; J. Strain Analysis, 19-1(1984), 23-34, 35-41
- 5) Parks, V. J., Sanford, R. J., Cernosek, J.; J. Aircraft, 18-3(1981), 213-219
- 6) 中村, 高橋; 機論, 51-466, A (1985), 1613-1620
- 7) 益田; 非破壊検査, 35-7(1986), 490-495
- 8) 中川, 高橋; 機論, 53-488, A (1987), 834-842
- 9) Sanford, R. J., Beaubien, L. A.; Exp. Mech., 17-12(1977), 441-448
- 10) 西田, 沢, 大手, 鶴田; 光弾性学論文集, 6-2(1986), 31-35
- 11) Cernosek, J.; Exp. Mech., 20-12(1980), 417-426
- 12) Oppel, G.; Forsch. Gebiete Ingenieurw., 7-5(1936), 240-248
- 13) 西田, 本堂; 科研報告, 30-1(1954), 7-19
- 14) 辻, 河田; 科研報告, 29-5,6(1953), 372-377
- 15) Durelli, A. J., Lake, R. L.; Proc. SESA, 9-1(1951), 97-122
- 16) Dally, J. W., Durelli, A. J., Riley, W. R.; J. Appl. Mech., 25-2(1958), 189-195
- 17) 西田, 沢; 光弾性学論文集, 2-1(1980), 31-37
- 18) 西田, 沢; 機論, 47-418, A (1981), 611-618
- 19) Nisida, M., Sawa, Y.; Proc. ISP. Tokyo, (1986), 173-178, Springer
- 20) Parks, V. J., Chen, T. L., Durelli, A. J.; Exp. Mech., 11-1(1971), 33-37
- 21) Pindera, J. T., Straka, P., Krishnamurthy, A. R.; Proc. 5th Int. Conf. Exp. Stress Analysis, Italy, (1974), 285-298
- 22) Aoki, N.; Proc. 18th Jpn. Congr. Mat. Res., (1975), 163-166
- 23) Aoki, N.; Proc. 19th Jpn. Congr. Mat. Res., (1976), 221-223

第2章 従来の応力凍結法と問題点

2.1 緒言

光学的に等方・均質の透明な物体がある応力状態におかれると、この物体には光学的に天然結晶体と同様な性質が現れ、光に対して一時的複屈折性が現れる。この現象は光弾性効果と呼ばれ、1816年に英国の物理学者 Brewster¹⁾によって、圧縮や曲げを受けたガラス板を偏光場で観察すると色模様が現れることから発見された。この発見の後、Neumann²⁾、Maxwell³⁾など多くの物理学者により、一時的複屈折現象に関する各種の研究が行われた。そして、このような色彩効果は複屈折によって生じる二つの偏光波の干渉によるものであり、両偏光が透明体を通過したときに生じる相対的光路差が物体内の主応力差に比例するという光弾性学の基本法則が確立された。このように光弾性学の基礎は古くから確立されていたが、工学的な面に応用され出したのは1900年代に入ってからである。Cokerと Filon⁴⁾は、光弾性実験により多くの工学的な問題の応力解析を行うとともに、セルロイドを実験材料として導入し、さらに単色光を使用するなど実験上における諸技術を発展させ、今日の光弾性実験法の基礎を築いた。

光弾性実験法の応用は長らく平面応力問題に限られていたが、1936年、Oppel⁵⁾が応力凍結法によって三次元応力を定量的に解析する方法を発表してから、急速かつ活発に三次元応力問題にも拡張されるようになった。三次元光弾性実験法としては、応力凍結法が主流であるが、応力凍結を行わなくてもよい散乱光法⁶⁾⁻⁸⁾もあり、それぞれが光弾性効果の独特な応用によって三次元応力解析法に貢献している。

本章では、はじめに三次元弾性応力状態と光弾性効果の関係について述べ、次に、高分子材料のゴム状弾性領域を利用する従来の応力凍結法の基礎とその方法について概説する。そして、従来の方法に内在する問題点を指摘し、これらに対する解決策について述べる。最後に本論文の主題に対する基礎について述べる。

2.2 三次元応力と複屈折との関係

応力凍結法を用いる三次元応力解析においては、通常、応力凍結後の三次元モデルを複数の薄片にスライスし、それぞれのスライス片に凍結された光弾性効果を測定してモデル内部の応力分布状態を知る。以下に三次元応力と光学的性質との関係を定量的に明らかにする。

負荷を受けて光学的異方体になった透明体内の一点の光学的性質は、屈折率楕円体によって表され、その3主軸は3主応力軸と一致する。いま、図2.1においてO点を原点とする直角座標系 $O-x y z$ を考え、それぞれの方向に主応力 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ($\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$) が作用しているものとする。このとき主応力面内で振動する偏光に関する屈折率をそれぞれ n_1, n_2, n_3 とすれば、これらは主屈折率となり、主応力と主屈折率との間に次の関係が成り立つことが Maxwellによって示された³⁾。

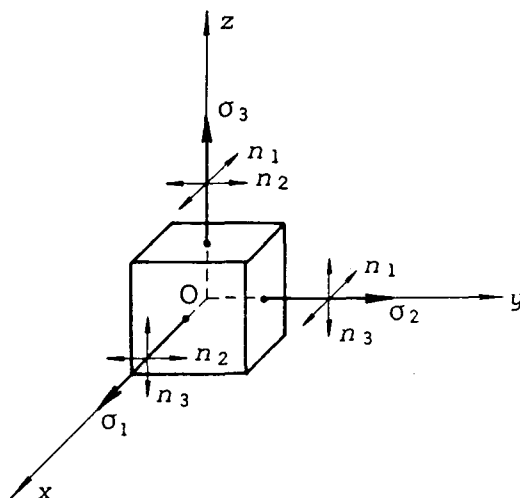


図2.1 主応力と主屈折率の関係

$$\left. \begin{aligned} n_1 - n_0 &= C_1 \sigma_1 + C_2 (\sigma_2 + \sigma_3) \\ n_2 - n_0 &= C_1 \sigma_2 + C_2 (\sigma_3 + \sigma_1) \\ n_3 - n_0 &= C_1 \sigma_3 + C_2 (\sigma_1 + \sigma_2) \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

ここに、 n_0 は無応力状態での透明物体の屈折率であり、 C_1, C_2 はその材料に固有な定数である。式(2.1)が三次元応力と光学的性質とを関係づける基本式である。したがって、原理的には三つの主軸を定め、かつそれぞれの主軸方向の屈折率の変化を求めれば、透明体内の任意の点における3主応力を知ることができるので、その点での三次元応力状態を完全に決定することが可能である。しかしながら、三次元応力状

態の場合には主屈折率及び主方向の直接測定は極めて困難であり，現実には二次元応力状態（ $\sigma_3=0$ ）の場合に限られる。

屈折率の絶対的变化から応力状態を知るには高度の技術が要求されるので，光弾性実験法では一般に屈折率の相対的变化から応力状態を決定する。

式(2.1)から n_0 を消去すると次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} n_1 - n_2 &= C (\sigma_1 - \sigma_2) \\ n_2 - n_3 &= C (\sigma_2 - \sigma_3) \\ n_1 - n_3 &= C (\sigma_1 - \sigma_3) \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

ここに， $C = C_1 - C_2$ （通常用いられる光弾性材料では $C > 0 > C_1 > C_2$ ）であり，これを相対的光弾性係数というが，通常は単に光弾性係数と呼ぶ。 $n_1 - n_2$ ， $n_2 - n_3$ ， $n_1 - n_3$ を主屈折率差という。

一般に光学的異方体中を光が通過する際，光は，その進行方向に垂直な平面内にある互いに直交する2方向に振動する二つの偏光に分かれて進む。たとえば図2.1において， z 軸に沿って光が異方体に入射すれば，光は x 軸及び y 軸に平行に振動する2偏光に分かれて進み，それぞれの屈折率が n_1 ， n_2 となる。ここで，一様な三次元応力状態にある透明体の一つの主応力方向たとえば σ_3 の方向に進む光を考えると，光は複屈折現象を生じ， σ_3 に直交する他の二つの主応力 σ_1 ， σ_2 の方向に平行に振動する2偏光に分かれて透明体中を通過する。このとき主屈折率差 $n_1 - n_2$ は主応力差 $\sigma_1 - \sigma_2$ に比例する。しかるに， σ_1 ， σ_2 方向に平行に振動する2偏光は，各々異なる速度で透明体中を伝播する。透明体内で σ_3 方向に垂直な厚さ d の平板を仮想すれば，平板を通過した2光波の間に相対的光路差が生じる。この光路差 J は，次式のように平板面内の主応力差 $\sigma_1 - \sigma_2$ に比例する。

$$J = d (n_1 - n_2) = C d (\sigma_1 - \sigma_2) \quad (2.3)$$

式(2.3)は光が σ_3 方向に進む場合の光路差と主応力差の関係式であるが，光が σ_1 及び σ_2 方向に進む場合にも，それぞれの場合に対して式(2.3)と全く同様な関係式が得られる。これらの光路差と主応力差との間の関係式が Brewster の法則であり，

光弾性学の基礎的關係式である。また、通常の光弾性実験では光として単色光を使用することが多く、光路差 J は使用単色光の波長 λ の N 倍で与えられる。この N が光弾性縞次数（等色線の次数）である。式(2.3) から N は、

$$N = \frac{J}{\lambda} = \frac{C d}{\lambda} (\sigma_1 - \sigma_2) = \alpha d (\sigma_1 - \sigma_2) \quad (2.4)$$

ここに、 α : 光弾性感度 ($= C / \lambda$)

で表される。式(2.4) より縞次数 N を測定すれば、主応力差 $\sigma_1 - \sigma_2$ を容易に算出することができる。

なお、式(2.3)、(2.4)は光が主応力面に垂直入射する場合に限られることに注意すべきである。任意の方向に光が入射するときは、光路差あるいは縞次数は後述する二次主応力差に比例する⁹⁾。この関係が応力凍結した三次元モデルの応力解析に応用される。

2.3 二次主応力と光弾性効果

一般に三次元応力状態は、3主応力成分 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ とそれらの方向、あるいは直角座標系 $O-x y z$ に関する3個の垂直応力成分 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ と3個のせん断応力成分 $\tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}$ で表すことができる。前者の場合の3主応力と光弾性効果の関係は前節で述べたが、本節では後者の場合の応力と光弾性効果の関係について概説する。

透明体内に任意の直角座標系 $O-x'y'z'$ をとり、この座標系に関する6個の応力成分を $\sigma_{x'}, \sigma_{y'}, \sigma_{z'}, \tau_{x'y'}, \tau_{y'z'}, \tau_{z'x'}$ とする。この座標系は任意にとり得るから、図2.2 のように光の入射方向を便宜上 z' 軸に平行にとる。6個の応力成分のうち光の入射方向に平行に作用する応力 $\sigma_{z'}, \tau_{y'z'},$ 及び $\tau_{z'x'}$ は光弾性効果に寄与しないから、光路差を生じる応力成分として、 $\sigma_{x'}, \sigma_{y'},$ 及び $\tau_{x'y'}$ のみを考えればよい。図2.3に示すように、これらの3応力成分はいずれも z' 軸に垂直な平面上に存在するので、 $x'y'$ 面内での平面応力と考え、次のように形式的に主応力 σ'_1, σ'_2 を導くことができる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma'_1 &= \frac{1}{2}(\sigma_{x'} + \sigma_{y'}) + \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_{x'} - \sigma_{y'})^2 + 4\tau_{x'y'}^2} \\ \sigma'_2 &= \frac{1}{2}(\sigma_{x'} + \sigma_{y'}) - \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_{x'} - \sigma_{y'})^2 + 4\tau_{x'y'}^2} \\ \tan \theta' &= \frac{2\tau_{x'y'}}{\sigma_{y'} - \sigma_{x'}} \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

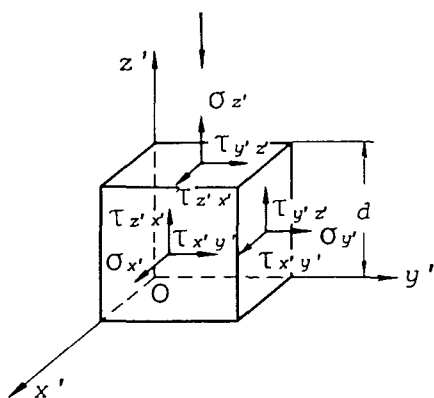


図2.2 直角座標系における
三次元応力成分

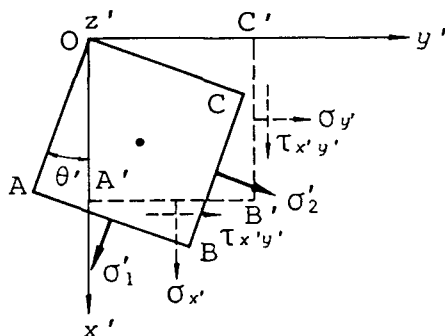


図2.3 光の入射方向 $O z'$ に対する
二次主応力成分 σ'_1, σ'_2

ここに、 θ' は x' 軸と σ'_1 とのなす角である。式(2.5)の σ'_1 、 σ'_2 は二次主応力 (secondary principal stress) あるいは有効主応力 (effective principal stress) と呼ばれ^{9), 10)}、真の主応力と区別する。二次主応力は光の入射方向によって変化するから、一つの三次元応力状態に対して、二次主応力の値は無数に存在する。前述のように光弾性効果に寄与するのは $\sigma_{x'}$ 、 $\sigma_{y'}$ 、及び $\tau_{x'y'}$ だけであるから、光路差 J は σ'_1 及び σ'_2 を用いて、

$$J = C d (\sigma'_1 - \sigma'_2) \quad (2.6)$$

となる。したがって、三次元応力状態に対する光弾性効果は、入射方向に垂直な面内の二次主応力差を普通の二次元光弾性の場合における真の主応力差のように考えた場合の光弾性効果と同一と見なされる。

以上の取り扱いでは、二次主応力が全光路程にわたって方向及び大きさが一様であるとした。もし、光路程に沿って二次主応力の大きさ及び方向が変化する場合、各点における2平面偏光の振動方向は光路中の各点における二次主応力の方向に沿って回転する。二次主応力方向の回転に対して光路差は一般に増加する¹¹⁾。また、二次主応力の方向は光路程全体にわたって一様であるが、それらの大きさが変化する場合、光路差は二次主応力差を光路程の関数として積分したものとなる。したがって、二次主応力の大きさ及び方向が変化する場合には、光路差は式(2.6)で表されるもの異なる。

応力凍結された三次元モデルから切り出されたスライス片が薄い場合には、上述の効果はほとんど問題にならないと考えられているが¹²⁾、殻構造物の三次元応力問題では、スライス片が薄くても二次主応力の回転効果が決して無視できないことが報告¹³⁾されている。

2.4 応力凍結法の基礎と方法

応力凍結法は1936年に Oppel⁵⁾によって有力な三次元光弾性応力解析法として実用化への道が開かれ、その後 Hetényi^{14), 15)}, Drucker¹¹⁾, Frocht¹⁶⁾⁻¹⁸⁾, Kuhn・Grün¹⁹⁾, Treloar²⁰⁾, Leven²¹⁾, Kubo²²⁾, 辻・河田^{23), 24)}らにより、基礎原理や手法が確立された。さらに種々の凍結用光弾性材料が開発されるにいたって、多くの構造物、機械要素などの三次元応力解析に広く利用されている。

光弾性実験にはモデル材料として種々の高分子材料が用いられている。高分子材料の多くが標準状態では粘弾性体であり、それらの光学的及び力学的諸性質が温度と時間に強く依存するという大きな特色をもっている。一般に高分子材料の弾性係数の温度依存性には、温度上昇とともに増大するか減少するかの2種類がある。弾性係数の減少する場合をエネルギー弾性、増大する場合をエントロピー弾性あるいはゴム状弾性という。

高分子材料からなる試験片が絶対温度 T で応力 σ により可逆的に引伸ばされるものとし、変形に伴う材料の体積変化が無視できるならば、次の熱力学的関係が成立する^{25), 26)}。

$$\sigma = \left(\frac{\partial U}{\partial \ell} \right)_T - T \left(\frac{\partial S}{\partial \ell} \right)_T \quad (2.7)$$

ただし、 U ：内部エネルギー、 S ：エントロピー、 ℓ ：長さ

右辺第1項は一定温度における伸びに依ずる内部エネルギーの変化を示し、第2項は伸びによるエントロピーの変化である。第2項が無視できる場合がエネルギー弾性、第1項が無視できる場合がエントロピー弾性である。

室温で硬く脆い性質すなわちガラス状弾性を示す網状高分子材料は、加熱するとある温度付近で急に軟化し、二次結合が緩和されたエントロピー弾性に転移する。このような現象がガラス転移であり、その転移温度がガラス転移点である。しかし、多くの高分子材料はある特定の温度で不連続的に軟化するわけではなく、狭い温度領域で転移現象を起こす。この温度領域がガラス転移領域（単に転移領域ともいう）である。図2.4は網状高分子材料の光弾性感度 α 及び弾性係数 E の温度依存性を定性的に示し

た図である。 T_1 、 T_2 はそれぞれ転移領域下限及び上限を表し、 T_1 から T_2 の温度範囲が転移領域である。転移領域下限より低い方が前述のエネルギー弾性を示すガラス状領域であり、転移領域上限より高い方がエントロピー弾性を示すゴム状弾性領域である。

ゴム状弾性領域では、網状高分子材料の伸長に対し分子鎖セグメントのミクロブラウン運動は活発であり、しかも温度が高いほど激しいから、その材料の張力は温度とともに上昇する。このことは式(2.7)の第2項からも導かれ、ゴム状弾性領域では、網状高分子材料の弾性係数 E が絶対温度 T に比例することを表す。

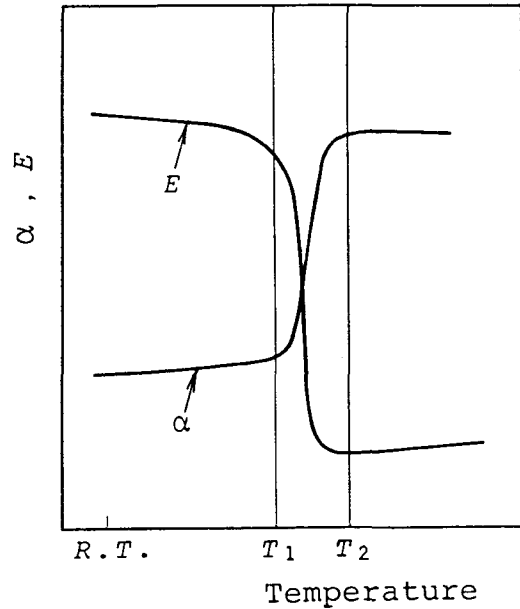


図2.4 網状高分子材料（エポキシ樹脂）の転移領域（ $T_1 \sim T_2$ ）

Kuhn・Grün¹⁹⁾ の理想ゴム状弾性理論及び理想ゴム状光弾性理論によれば、網状高分子材料の単軸引張において、ひずみと複屈折の関係は次のように表される。

$$\Delta n = n_1 - n_2 = \frac{2\pi}{45} \cdot \frac{(n_0^2 + 2)^2}{n_0} m (\mu_1 - \mu_2) \left(e^2 - \frac{1}{e} \right) \quad (2.8)$$

ただし、 $\Delta n = n_1 - n_2$: 主屈折率差

n_0 : 無応力状態での平均屈折率

m : 単位体積当りの鎖の数

$\mu_1 - \mu_2$: 分子要素リンクの主分極率差

e : 伸長比 ($= 1 + \varepsilon$, ε : ひずみ)

微小ひずみ領域以外では、 Δn は e に対し直線的でない。一方、応力とひずみの関係は、ゴム状弾性の場合、

$$\sigma = m k T \left(e^2 - \frac{1}{e} \right) \quad (2.9)$$

ただし、 k ：ボルツマン定数

である。光弾性係数を C とすれば、式(2.8)と式(2.9)から、

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_1 - n_2 \\ &= \frac{2\pi}{45 k T} \cdot \frac{(n_0^2 + 2)^2}{n_0} (\mu_1 - \mu_2) \cdot \sigma = C \sigma \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} C &= \Delta n / \sigma \\ &= \frac{2\pi}{45 k} \cdot \frac{(n_0^2 + 2)^2}{n_0} (\mu_1 - \mu_2) \frac{1}{T} \end{aligned} \quad (2.11)$$

となる。ひずみ ε が小さければ、式(2.9) から弾性係数 E は

$$E = \sigma / \varepsilon = 3 m k T \quad (2.12)$$

となる。式(2.11)、(2.12)から、ゴム状光弾性及び弾性について、

$$\left. \begin{aligned} \Delta n / \sigma &= \text{const.} / T \\ E &= \text{const.} \times T \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

が成り立つ。式(2.13)は理想ゴム状挙動を示すか否かの判定基準となる。

Treloar²⁰⁾、Kubo²²⁾、Isiharaら²⁷⁾は一般の応力状態に対するゴム状光弾性法則を導いている。その主眼点は屈折率楕円体の3主軸方向での主屈折率 n_1 、 n_2 、 n_3 が主伸長比 e_1 、 e_2 、 e_3 ($e_i = 1 + \varepsilon_i$ 、 ε_i :主ひずみ、 $i=1,2,3$) の関数として与えられることである。

すなわち、

$$n_1 - n_2 = \frac{2\pi}{45} \cdot \frac{(n_0^2 + 2)^2}{n_0} m (\mu_1 - \mu_2) (e_1^2 - e_2^2) \quad (2.14)$$

$$\sigma_1 - \sigma_2 = m k T (e_1^2 - e_2^2) \quad (2.15)$$

である。他の主屈折率差及び主応力差についても同様の関係が成り立つ。

式 (2.14), (2.15) から,

$$n_1 - n_2 = \frac{2\pi}{45kT} \cdot \frac{(n_0^2 + 2)^2}{n_0} (\mu_1 - \mu_2) (\sigma_1 - \sigma_2) \quad (2.16)$$

が得られる。 $n_2 - n_3$, $n_1 - n_3$ についても同様である。すなわち、主ひずみ軸の一つの方向に伝播する光に対する主屈折率差は、対応する主応力差に比例する。この基本法則は、物性論から導かれたゴム状物質の大変形にも適用できる Brewster の法則の一般化された形であり、形式的には硬い高分子材料の小変形に適用される古典的光弾性理論による式(2.2)に対応する。

次に、ゴム状弾性状態で応力が凍結される機構について概説する。Opellにより応力凍結法が提案されてからしばらくの間は、Hetényiの現象論的な二相説(diphase theory)^{14), 15)}により、応力の凍結機構が解釈されていたが、その後、物性論的観点から次のように応力凍結法が解釈された。河田²⁸⁾は、応力凍結法の本質は二次結合が緩和されたエントロピー弾性状態での応力による分子鎖の配向と、転移領域以下への温度降下による二次結合の安定化による配向複屈折の凍結にあると説明している。

以上は複屈折すなわち光弾性効果の凍結に対する説明であるが、変形に対しても同様な解釈が可能である。図2.5は、単軸引張力 P を受ける帯板モデルの変形が凍結される機構を、一次結合と二次結合を利用して図式化した説明図である²⁹⁾。一般に、一次結合とはイオン結合、共有結合などのように比較的強い結合を指し、二次結合とは水素結合、Van der Waals結合などの比較的弱い結合を指す。図2.5において、(a)は室温で一次結合及び二次結合が安定している状態を表す。無負荷の状態でゴム状弾性領域まで温度を上げると、二次結合が完全に解離する。この状態で引張力 P を加えると、帯板は(b)のように Δl_1 だけ伸び、一次結合のみで引張力とつり合う。ここで、熱膨張や熱収縮による帯板の変形は生じないものと仮定すれば、負荷状態のまま室温まで冷却すると、帯板の伸び Δl_1 は変化せず、(c)に示すように一次結合が伸びた状態で二次結合が再生される。帯板が室温において、引張力 P により Δl_2 (ただし、弾性係数が室温とゴム状弾性領域とでは著しく異なるから、 $\Delta l_2 \ll \Delta l_1$) だけ伸び

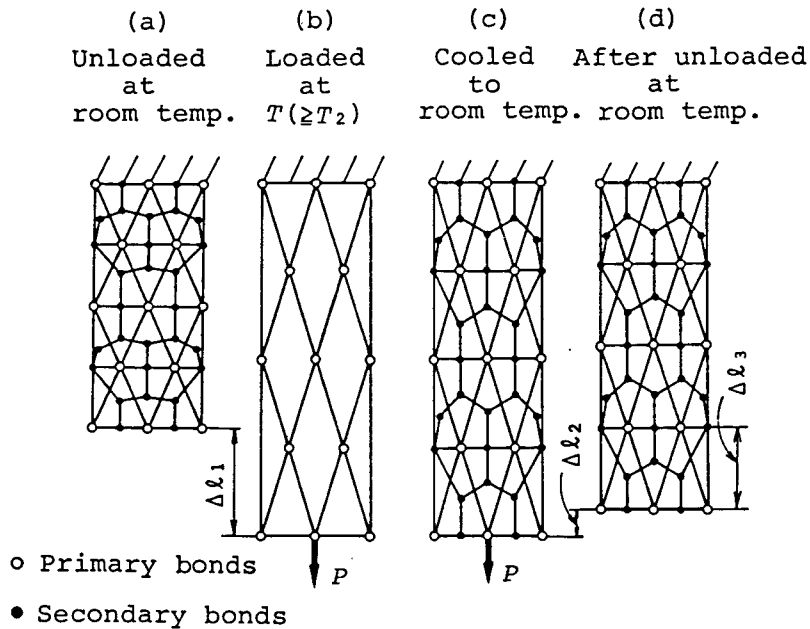


図2.5 一次結合，二次結合による応力凍結機構の説明図

るとすれば，除荷により(d)に示すように Δl_2 だけ収縮するのみで，伸び $\Delta l_3 = \Delta l_1 - \Delta l_2 \approx \Delta l_1$ が二次結合によって凍結された状態になる。したがって，この伸びはスライスや切削などの機械加工の影響を受けない。

ここで，以上の応力凍結法の基礎原理に基づいて実験過程を簡単に述べる。応力凍結用光弾性材料として使用される多くの網状高分子材料は，図2.4に示したように温度上昇にともない弾性係数 E 及び光弾性感度 α が急激に変化する転移領域 ($T_1 \leq T \leq T_2$) を越えるとゴム状弾性を示す。図2.6は負荷によって生じる複屈折を三次元モデル内部に凍結するための応力凍結熱処理過程（応力凍結サイクル：stress freezing cycle^{30) - 32)}ともいう）である。まず，図2.4のような網状高分子材料の特性の変化からモデル材料の転移領域を判定し，同材質の三次元モデルをゴム状弾性領域すなわち転移領域上限 T_2 より5℃程度高い温度まで加熱する。モデル全体が均一温度となった後，所要の負荷を与え，室温まで徐冷し，凍結熱処理操作を終了する。室温で除荷し，所要のスライス片を切り出し，二次元光弾性法と同様な方法で各スライス片について応力解析を行い，これらを総合して三次元モデル全体の応力分布を求める。

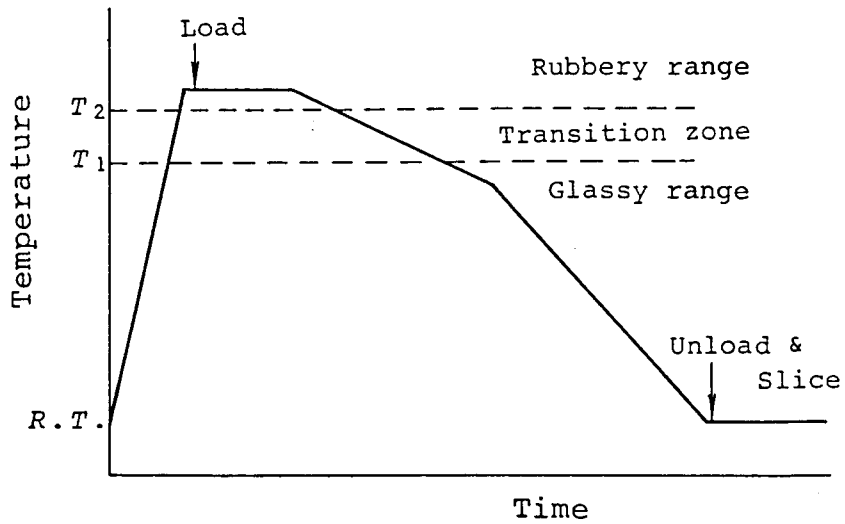


図2.6 応力凍結のための熱処理過程

以上，応力凍結法に関する基礎原理並びに応力凍結熱処理操作の概要を述べた。この方法は有力な三次元応力解析法であり広く利用されているが，実験精度上の問題，方法自体に基づくいくつかの問題点がある。次節では種々の問題点を指摘し，これらに対する解決策などについて述べる。

2.5 応力凍結法における問題点と対策

応力凍結法では、網状高分子材料のゴム状弾性状態における応力が、一定負荷状態のまま冷却過程を経て凍結されるので、明らかにその適用には限界がある。たとえば振動、衝撃などによる三次元応力状態や非定常三次元熱応力状態を凍結することはできない。定速回転体の遠心力に基づく三次元応力問題や定常三次元熱応力問題、あるいは熱的収縮応力問題への応力凍結法の適用^{33) - 38)}は可能であるが、このような場合の応力状態や静的応力状態を凍結する場合に、方法自体に基づくいくつかの問題点がある。

これらの問題点や実験精度を低下させる要因を挙げると次のようになる。

- (1) ゴム状弾性領域では、凍結用光弾性材料の光弾性感度 α がかなり大きな値をとるが、弾性係数 E が室温における値よりも著しく低いので、応力凍結されたモデルの弾性変形に関する指標となる適性係数 (figure of merit) αE はかなり低下する^{39)・40)}。したがって、モデルの大変形が生じやすく、この変形が応力分布に影響を及ぼす^{41) - 43)}。また、モデル形状によっては座屈のために実験が不可能となることも考えられる。
- (2) ゴム状弾性領域では、凍結用光弾性材料のポアソン比 ν が0.5に近いので^{44)・45)}、ゴム状弾性状態で凍結された三次元応力分布は、金属材料をはじめとする0.3に近い ν をもつ一般の工業材料の応力分布と異なる^{46) - 49)}。また、スライス片内に凍結された応力をアニールによって解除したときのスライス片の厚み変化を測定する特殊な応力解析法⁵⁰⁾の適用が困難になる。
- (3) 凍結用光弾性材料の熱伝導率が極端に低いため、凍結用三次元モデルが大型になるにつれて凍結熱処理過程に要する時間が長くなる。
- (4) 冷却中に生じる光弾性縞模様の変化^{51) - 54)}が実験精度の低下をまねく。この点に関しては第4章で詳しく述べる。

以上、応力凍結法における種々の問題点をあげたが、これらの問題点は光弾性実験を行うにあたって無視できないものである。これらの問題点に対する解決策として、通常のゴム状弾性状態で応力凍結する凍結熱処理法の範囲内での種々の改善策や、従

来の方法と異なる種々の応力凍結法が考案されてきた。

はじめに(1)，(2)の問題点に対する解決策について述べる。一般に材料のポアソン比 ν が三次元応力分布に影響を及ぼすことは弾性学で知られているが⁵⁵⁾，その関係を一般的に表すのは困難である。ポアソン比の影響を除く方法としてポアソン比外挿法²³⁾が提案された。この方法は，応力凍結時の ν が，たとえば0.5，0.45，0.4のように異なる2，3種以上の凍結用光弾性材料で同一形状のモデルを作り，それぞれ応力凍結を行い，それぞれの ν に対応する三次元応力分布を求め，所要の ν に対する応力分布を外挿するものである。しかし，いまのところ上述の条件に適合する凍結用光弾性材料がなく，ポアソン比外挿法は実際には適用されていない。

凍結用光弾性材料として最もよく使用されるエポキシ樹脂の場合，ゴム状弾性領域での適性係数 α_E は室温における値と比較して1/5程度の低い値である⁵⁶⁾。したがって，同じ光路程について比較すれば，同じ縞次数を得るためには必然的に大きい変形となる。換言すれば，スライス片の厚さは通常1～3mm程度で二次元光弾性で用いられる板厚の数分の1であるから，所要の縞次数を得るために十分な大きさの応力が必要となり，それに伴って変形も大きくなる。したがって，スライス片の厚さを厚くとれるように，できる限り大きい三次元モデルを採用すれば全体の変形を小さくできる。もちろん凍結用光弾性材料としてはできるだけ適性係数 α_E の大きいものがよい。また，変形による原形の変化をあらかじめ考慮して，これを打ち消すように原形と異なったモデル形状にしておく変形補正試片法⁴¹⁾が有効な場合もあると考えられる。さらに縞次数の読取り精度の向上を計れば，通常のスライス片厚さに対しても比較的高い精度の縞次数測定が可能であるから大きい応力を与える必要はなくなる。しかしながら，縞次数の読取り精度の向上には，特殊な装置が必要である。たとえば，Postによって開発された縞増倍法^{57) - 59)}，縞の濃度分布を測定する電氣的測定法^{60)・61)}，特殊な写真技法^{62) - 64)}などがある。

以上は二つの問題点に対する通常の凍結熱処理法の範囲内での改善策である。これに対してガラス状領域での種々の応力凍結法が提案されている。Durelliらが提唱したクリーピング法⁶⁵⁾及びキュアリング法⁶⁶⁾の特徴は縞模様が室温で凍結される点である。図2.7はクリーピング法における変位あるいは縞次数と時間の関係を示す。

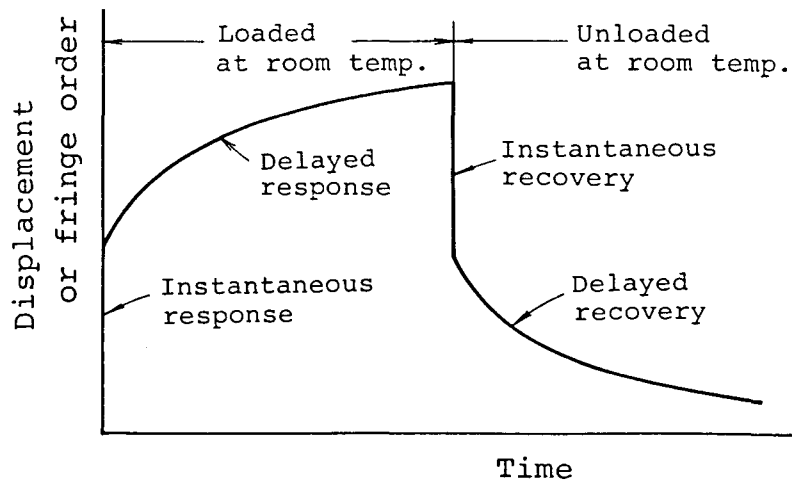


図2.7 クリーピング法における変位または縞次数と時間の関係

クリーピング法は光学的及び力学的クリープという時間的に変動する要素を対象としており、キュアリング法は樹脂の硬化過程の特性を利用したものである。これら二つの方法には取扱上の不安定要素が多く、しかも高い適性係数の値が得られない難点がある。湯浅ら⁶⁷⁾は常温硬化型のエポキシ樹脂を用い、キュアリング法と全く同様な応力凍結法に関する研究を行っているが、モデルは著しく変形することが示されている。これらの応力凍結法は、前述した通常の応力凍結法における諸問題に対する改善策としては不十分である。しかし、いずれも室温での応力凍結法であるから凍結炉を必要とせず、高温では極めて困難な種々の負荷状態の応力解析が可能であるので、このような特殊な場合の応力凍結法として役立つものと考えられる。また室温での応力凍結法として、宮園ら⁶⁸⁾⁻⁷²⁾はエポキシ樹脂モデルに γ 線を照射することによって応力凍結をなし得ることを見だし、種々の因子と凍結される光弾性縞次数の関係を明らかにし、この方法の応用として対向圧縮力を受ける球体の応力解析例⁷³⁾を示した。これらの報告によると、 γ 線照射法で得られる適性係数は通常のゴム状弾性領域で凍結する場合の約2.5倍となっており、大変形を避けるのに十分な効果が期待できる。しかしながら、特別の施設と応力の凍結に著しく長時間を要する難点がある。

上述の3方法すなわちクリーピング法、キュアリング法、 γ 線照射法は、室温で応力が凍結されるので凍結のための熱処理操作を必要としない。これらの方法とは別に

ガラス状領域での応力凍結法が Schwaighofer⁷⁴⁾，西田・沢^{75)・76)}により提案された。特に，西田らはエポキシ樹脂の転移領域上限より30～40℃低い温度で応力凍結を行えば，ゴム状弾性領域での方法よりもはるかに高い適性係数が得られ，したがって，三次元モデルの変形を小さくできることを見いだしている。Schwaighoferの提案した方法は，モデルに負荷を与える温度すなわち凍結温度が西田らの方法よりも低いため，弾性係数の高い状態で応力凍結がなされるが，最終的に凍結される縞次数が低くなる欠点がある。これら2方法はクリーピング法の拡張とみなされるが，熱処理を施すことから単に高分子材料のクリープを利用する室温でのクリーピング法とは応力の凍結機構に相違があるものとする。

2.6 結 言

前節までに三次元光弾性法の原理と応力凍結法の基礎について述べ、従来の応力凍結法に内在する諸種の問題点を指摘し、これらの問題点を克服する種々の改善策について略述した。これらの改善策は、いずれも応力凍結法の実験精度の向上を目的としたものである。

ところで、応力凍結法により複雑な構造物を応力解析する場合には、三次元モデルは大型化せざるを得ない。また、前にも触れたようにモデルの変形の応力分布に及ぼす影響を避けるために、特にゴム状弾性領域での応力凍結法では大型モデルを用いることが好ましい。しかし、2.5節の問題点(3)に指摘したように、応力凍結に用いる三次元モデルが大型になれば、これに応じて凍結熱処理に要する時間は長くなる。したがって、大型モデルを用いる場合には、凍結熱処理時間の短縮を計ることが構造物の応力分布状態をより迅速に把握するために重要な課題となる。

凍結熱処理時間の短縮を計る方策として次の2方法をあげることができる。一方は、高分子材料の転移領域が通常用いられる凍結用光弾性材料の転移領域より低く、しかも明確なゴム状弾性を示す高分子材料を凍結用光弾性材料として採用することである。このような条件を満足する最適な高分子材料の開発が待たれる。他方は、凍結温度を通常の応力凍結法の場合より低くとり、三次元モデルの加熱及び冷却に要する時間の短縮を計る方法である。すなわち、この場合には凍結温度を転移領域あるいはガラス状領域の温度にとる凍結熱処理操作によって応力を凍結することとなる。

一般に、高分子材料は転移領域やガラス状領域においてはフックの法則に従う弾性を示さず粘弾性的であり、光学的・力学的クリープを現す。応力凍結法により凍結される応力分布は弾性応力分布を示すことが必要である。しかし、ある凍結温度においてモデル材料が完全な弾性を示さない場合、すなわち、負荷後クリープが現れる場合に、応力と縮次数、応力とひずみの間に線形関係が成り立ち、かつ凍結後においてもこれら二つの関係に線形性が存在するならば、凍結された複屈折効果から得られる応力分布は弾性応力分布と全く等価であるとみなすことができる。

したがって、凍結温度を転移領域やガラス状領域にとる場合、凍結用光弾性材料の

クリープ特性を明確にするとともに、凍結前後において応力と縮次数、応力とひずみの間に線形関係が成り立っているかどうかを明らかにする必要がある。

本研究は、以上のような観点から凍結熱処理に要する時間の短縮と実験精度の向上を計るという目的をもって遂行されたものであり、新しい応力凍結熱処理法すなわち凍結温度を転移領域内及びガラス状領域にとる凍結熱処理法に関する基礎的研究である。

参 考 文 献

- 1) Brewster, D.; Phil. Trans. Roy. Soci. London, Part 1, (1816), 156-178
- 2) Neumann, F. E.; Abh. d. K. Acad. Wiss. zu Berlin, (1841), 50-61
- 3) Maxwell, J. C.; Trans. Roy. Soc. Edinburgh, 20(1853), 87-120
- 4) Coker, E. G., Filon, L. N. G.; A Treatise on Photo-elasticity, (1957),
Cambridge University Press
- 5) Oppel, G.; Forsch. Gebiete Ingenieurw., 7-5(1936), 240-248
- 6) Weller, R.; J. Appl. Phys. 10-4(1939), 266
- 7) 応力測定技術研究会編; 応力測定法, (1955), 672, 朝倉書店
- 8) Kuske, A., Robertson, G.; Photoelastic Stress Analysis, (1974), 391-
417, Wiley
- 9) Frocht, M. M.; Photoelasticity, Vol.2(1961), 333-336, Wiley
- 10) 辻, 西田, 河田; 光弾性実験法, (1972), 294, 日刊工業新聞社
- 11) Drucker, D. C., Mindlin, R. D.; J. Appl. Phys. 11-11(1940), 724-732
- 12) 辻, 西田, 河田; 光弾性実験法, (1972), 295, 日刊工業新聞社
- 13) 千葉, 島田; 機論, 44-378, A (1978), 516-524
- 14) Hetényi, M.; J. Appl. Mech., 5-4(1938), A149-A155
- 15) Hetényi, M.; J. Appl. Phys., 10-5(1939), 295-300
- 16) Frocht, M. M.; J. Appl. Mech., 11-4(1944), A229-A234
- 17) Frocht, M. M., Guernsey, R. Jr.; Proc. 1st U. S. Natl. Congr. Appl.
Mech., (1951), 301-307
- 18) Frocht, M. M., Guernsey, R. Jr.; J. Appl. Mech., 22-2(1955), 183-188
- 19) Kuhn, W., Grün, F.; Kolloid Zeitschrift, 101-3(1942), 248-271
- 20) Treloar, L. R. G.; Trans. Farady Soc., 43(1947), 277-293
- 21) Leven, M. M.; Proc. SESA, 6-1(1948), 19-28
- 22) Kubo, R.; J. Phys. Soc. Jpn., 2(1947), 47-50, 51-56, 84-89
- 23) 辻, 河田; 科研報告, 29-5,6(1953), 372-377
- 24) Kawata, K., Tuzi, Z.; J. Sci. Res. Ins., 47(1953), 12-29
- 25) Stein, R. S., Krimm, S., Tobolsky, A. V.; Text. R. J., 19(1949), 8-22

- 26) 中川鶴太郎；レオロジー，第2版(1985)，51，岩波全書
- 27) Isihara, A., Hashitsume, N., Tatibana, M.; J. Appl. Phys., 23-3(1952), 308-313
- 28) 河田；理研報告，35-1(1959)，17-24
- 29) Cotterman, B. W., Bodre, R. A.; Exp. Tech., 1-11(1983)，28-29
- 30) 辻，西田，河田；光弾性実験法，(1972)，297，日刊工業新聞社
- 31) Rubayi, N. A., Taft, M. E.; Exp. Mech., 22-10(1982)，377-383
- 32) Dai, F., Chung, K.; Exp. Mech., 22-12(1982)，468-475
- 33) 中村，高橋；機論，51-466, A (1985)，1613-1620
- 34) Uchino, K. et al.; Proc. ISP, Tokyo, (1986)，209-214, Springer
- 35) 西田，沢，鶴田；機論，44-383(1978)，2264-2271
- 36) 吉川，石川；機論，34-265(1968)，1491-1495
- 37) Lingaiah, K., Gargesa, G.; Exp. Mech., 16-2(1976)，75-80
- 38) Sampson, R. C.; Exp. Mech., 3-10(1963)，225-237
- 39) 河田，辻；科研報告，29-1(1953)，1-8
- 40) たとえば，Kuske, A., Robertson, G.; Photoelastic Stress Analysis, (1974)，150, Wiley
- 41) 西田，本堂；科研報告，30-1(1954)，7-19
- 42) Kuske, A., Robertson, G.; Photoelastic Stress Analysis, (1974)，330, Wiley
- 43) Dally, J. W., Riley, W. F.; Experimental Stress Analysis, (1978)，478, McGraw-Hill
- 44) Durelli, A. J., Feller, L.; Mater. Res. Stand., 3(1963)，988-991
- 45) 菅野，倉鋪；非破壊検査，33-8(1984)，568-575
- 46) 河田；科研報告，28-1(1952)，1-9
- 47) Jessop, H. T.; J. Roy. Aero. Soc., 57-507(1953)，125-140
- 48) Fessler, H., Lewin, B. H.; Br. J. Appl. Phys., 11(1960)，273-275
- 49) 西田；応力集中，(1976)，21，森北出版
- 50) Nisida, M., Saito, H.; Exp. Mech., 4-12(1964)，366-376
- 51) Aoki, N.; Proc. 19th Jpn. Congr. Mat. Res., (1976)，221-223

- 52) Aoki, N.; Proc. 20th Jpn. Congr. Mat. Res., (1977), 271-274
- 53) 岸, 川越; 鳥取大学工学部研究報告, 10-1(1979), 1-6
- 54) 岸, 川越; 非破壊検査, 34-8(1985), 539-544
- 55) Timoshenko, S. P., Goodier, J. N.; Theory of Elasticity, (1970),
239, McGraw-Hill
- 56) Kuske, A., Robertson, G.; Photoelastic Stress Analysis, (1974),
153-154, Wiley
- 57) Post, D.; Proc. SESA, 12-2(1955), 143-156
- 58) Post, D.; J. Strain Analysis. 1-5(1966), 380-388
- 59) Post, D.; Exp. Mech., 10-8(1970), 305-312
- 60) Chiang, F. P., Khetan, R. P.; Exp. Mech., 14-1(1974), 29-32
- 61) Kenny, B., Patterson, E. A.; Strain, 21-1(1985), 13-18
- 62) Mehrotra, C. L., Meyer, M. L.; Exp. Mech., 16-10(1976), 383-388
- 63) Meyer, M. L., Mehrotra, C. L.; Strain, 22-2(1986), 57-62
- 64) Meyer, M. L., Mehrotra, C. L.; Strain, 22-3(1986), 141-148
- 65) Durelli, A. J., Lake, R. L.; Proc. SESA, 9-1(1951), 97-122
- 66) Dally, J. W., Durelli, A. J., Riley, W. R.; J. Appl. Mech.,
25-2(1958), 189-195
- 67) 湯浅, 松田, 高野; 工学院大学研究報告, 16(1964), 40-46
- 68) 宮園, 坂本; 機論, 33-252(1967), 1169-1174
- 69) 宮園, 坂本; 機論, 34-266(1968), 1705-1713
- 70) 宮園, 坂本; 機論, 34-266(1968), 1714-1722
- 71) 宮園, 坂本; 機論, 35-269(1969), 31-39
- 72) Miyazono, S.; J. Appl. Phys., 38-5(1967), 2319-2323
- 73) 西田, 宮園, 沢; 光弾性講論, 1(1979), 53-56
- 74) Schwaighofer, J.; Proc. ASCE, 88(EM6)(1962), 1-12
- 75) 西田, 沢; 光弾性学論文集, 2-1(1980), 31-37
- 76) Nisida, M., Sawa, Y.; Proc. ISP. Tokyo, (1986), 173-178, Springer

第3章 エポキシ樹脂の光弾性的性質及び力学的性質に及ぼす 温度と時間の影響に関する実験的研究

3.1 緒言

応力凍結法は Oppelによって三次元光弾性応力解析法として実用化の道が開かれ、それ以来、多数の凍結用光弾性材料が導入されてきた。応力凍結法の提唱者Oppel¹⁾は Trolonを、Hetényi^{2), 3)}や Frocht⁴⁾などは Bakeliteを用いて応力凍結実験を行った。応力凍結法が提唱されてから10数年間は凍結用光弾性材料として重縮合系のフェノール樹脂が用いられた。しかしながら、重縮合系の樹脂は重合時に発熱反応を伴うため注型品の内部に欠陥が生じ易く、それゆえ大型の注型品の製作が困難であった。しかも小型の樹脂モデルでさえ加熱・冷却中に熱縁効果が入り易く、負荷により生じる光弾性縞模様を乱すなど著しい実験精度の低下をもたらす欠陥があった。当時は応力凍結法を工学上の問題に広く応用するために、新しい凍結用光弾性材料の開発が重要課題であった。

Leven⁵⁾はポリエステル系の重合系樹脂 Fosteriteを開発し、大型の注型品の製作に成功した。高分子化学の発展とともに CR-39, Kriston, Castolite, エポキシ樹脂など^{6), 7), 8)-13)}の重合系、共重合系、重付加系の光弾性材料が次々と開発された。

一般に光弾性応力解析法においては、光弾性材料として使用する高分子材料の適否が実験精度に大きく影響する。応力凍結法においては、凍結熱処理を伴うのでこの問題は特に重要である。応力凍結法で用いられる凍結用光弾性材料には次の諸性質が要求される^{14), 15)}。

- (1) 凍結された光弾性縞が弾性応力分布を示すこと、
- (2) 凍結された光弾性縞が、除荷またはモデルの切断などの機械加工により影響されないこと、
- (3) 応力と縞次数、応力とひずみの関係に線形関係が成り立ち、比例限度ができるだけ高いこと、
- (4) 凍結温度で光弾性感度が高いこと、

- (5) 適性係数が高いこと、
- (6) 初応力のない十分大きい均質な注型品が得られること、
- (7) 転移領域が明確であり、高過ぎずまた低過ぎないこと、
- (8) 機械加工、加熱などによる熱縁効果や時間縁効果の入り難いこと、
- (9) 加工が容易であり、接着が可能であること、
- (10) できるだけ無色透明であること、

などである。前述したように凍結用光弾性材料として種々の網状高分子材料が開発されてきたが、現在のところ上述の諸条件に最も適した材料としてエポキシ樹脂がよく使用されている¹⁵⁾⁻¹⁷⁾。しかしながら、エポキシ樹脂でもゴム状弾性領域においては弾性係数は室温におけるそれと比較して2桁程度低く、ポアソン比は0.5に近い値を示すため2.5節で述べた欠陥を除去するには至らない。

高分子材料の多くは転移領域やガラス状領域において粘弾性挙動を示し、クリープや応力緩和現象を現し、理想的な弾性を示さない。このことから、凍結温度を転移領域やガラス状領域にとる応力凍結法では、凍結用光弾性材料の温度と時間に依存する光弾性的性質及び力学的性質を把握しておく必要がある。エポキシ樹脂の光弾性的性質及び力学的性質に関する研究は多数あるが、これらのうち転移領域やガラス状領域における温度と時間に依存する性質を調べたものとして、伊藤¹⁸⁾、Leven¹³⁾、Theocaris¹⁹⁾、Brinson²⁰⁾、Parksら²¹⁾、Pinderaら²²⁾、Aoki²³⁾、西田・沢²⁴⁾などの研究があげられる。しかしながら、エポキシ樹脂の応力と縮次数、応力とひずみの間の線形性に関する研究は少ない。Dágostinoら¹¹⁾は室温及びゴム状弾性領域における種々のエポキシ樹脂の応力と縮次数、応力とひずみの間の線形性について調べているが、高温における比例限度については一例を示しているに過ぎない。Agarwalら²⁵⁾はEpon 828の転移領域上限における応力と縮次数、応力とひずみの関係及び極限強さを求めているが比例限度については言及していない。Pinderaら²²⁾はAraldite 6010を主剤にしたエポキシ樹脂について、ガラス状領域からゴム状弾性領域にわたる広い温度範囲における応力と縮次数の関係から比例限度を求めているが、転移領域近傍における比例限度と温度の関係に著しいばらつきがある。Aoki²³⁾はAraldite B (CT-

200)を主剤としたエポキシ樹脂の転移領域及びゴム状弾性領域における応力と縞次数、応力とひずみの関係について報告しているが、ガラス状領域における線形性については調べていない。

本章では、Araldite B (CT-200) を主剤とするエポキシ樹脂の温度と時間に依存する光弾性的性質及び力学的性質を知るため、ガラス状領域からゴム状弾性領域にわたる広い温度範囲で単軸引張クリープ試験を行い、一定荷重下における時間経過にともなう光弾性縞次数及び伸びの変化、すなわち光学的及び力学的クリープを調べる。更に、ガラス状領域、転移領域及びゴム状弾性領域における応力と縞次数、応力とひずみの関係を調べ、これら二つの関係からそれぞれに対する比例限度を明らかにする。

3.2 測定試料とその準備

3.2.1 エポキシ樹脂の製作法

エポキシ樹脂は、一般に主剤と硬化剤とを混合して製作される。エポキシ樹脂の光弾性感度や弾性係数などの材料特性は主剤及び硬化剤の種類，それらの配合割合，混合中の温度や時間などの注型条件や注型後の硬化熱処理条件に影響される^{13), 15), 26)-28)}。主剤には従来よりビスフェノール A系のエポキシ樹脂が推奨されている¹⁶⁾。Araldite (Ciba社)，Eponあるいは Epikote (Shell Chemical社)などはこれに属するエポキシ樹脂である。硬化剤には種々のものがあるが，高温硬化用の無水フタル酸系のものが最もよく使用される。この型のエポキシ樹脂プレポリマーは，ビスフェノール A とエピクロルヒドリンとをアルカリの存在下で反応させて製造される化合物である²⁹⁾。この化合物を主剤とし硬化剤の無水フタル酸を添加することにより，三次元網状高分子が形成される。この反応機構については，たとえば Fischら³⁰⁾の研究がある。

本研究で用いる試験片材料のエポキシ樹脂板の製作法について略述する。主剤及び硬化剤はそれぞれ Araldite B (CT-200)と硬化剤 HT-901であり，一般的な注型法³¹⁾を参考にし，それらを重量比100：30で配合し注型した。製作手順は以下の通りである。

注型用のガラス製型枠を作るため，2枚のガラス板（350×250×6）にセロファンを水張りし自然乾燥させる。セロファンを張ったガラス板と黄銅製のスパーサなどを用い注型用型枠を組み立てる。室温で固形状の Aralditeを115℃前後で融解する。融解した Aralditeを所要量だけビーカーに秤量し，115℃の電気炉内で15～20時間自然脱泡する。粉末状の硬化剤を所要量だけビーカーに秤量し，これを115℃の電気炉内で約2時間乾燥させる。電気炉内で脱泡した Aralditeをオイルバスに移し，Aralditeの温度を約125℃に保ち，攪拌しながら残存する気泡を除去する。乾燥した硬化剤を加熱融解し，これを脱泡済みの Aralditeと速やかに混合する。混合物は液状の樹脂であり，これを125℃に保持しながら攪拌する。混合すると重合反応が進み40～50分で液状の樹脂は適度の粘度に達する。この液状樹脂を予熱したガラス製型枠に注入し，

125℃の電気炉内で15時間位硬化熱処理する。熱処理終了後、型枠を炉から取り出し離型する。最後に離型したエポキシ樹脂板の両面に付着しているセロファンを取り除いておく。菅野ら³²⁾はこの種のエポキシ樹脂の硬化過程と室温での光弾性感度、弾性係数などとの関係を調べ、これらの値は主剤と硬化剤を混合した後15～20時間で飽和値に達することを報告した。したがって、製作したエポキシ樹脂は室温においては安定した光弾性挙動を示すと考えられる。本研究では、エポキシ樹脂の高温における光弾性挙動と力学的挙動を調べるので、樹脂は熱サイクルに対して十分安定した性質を有しなければならない。そのため製作したエポキシ樹脂板を電気炉内で2週間硬化熱処理した。

3.2.2 試験片

図3.1は単軸引張クリープ試験に用いたダンベル型試験片の形状及び寸法を示す。この引張試験片の形状決定にあたって、JIS K 7115（プラスチックの引張クリープ試験方法，1976）に基づき JIS K 7113（プラスチックの引張試験方法，1981）に規定されている1号試験片の形状を参考にした。ピン穴（ $\phi 6.2$ ）を介して引張力を加える負荷方法を採用したが、ピン穴の周辺に生じる集中応力による試験片の破壊を防止するため、つかみ部両面に鋼板（厚さ 1.5mm）を接着し補強した。つかみ部のもう一つの

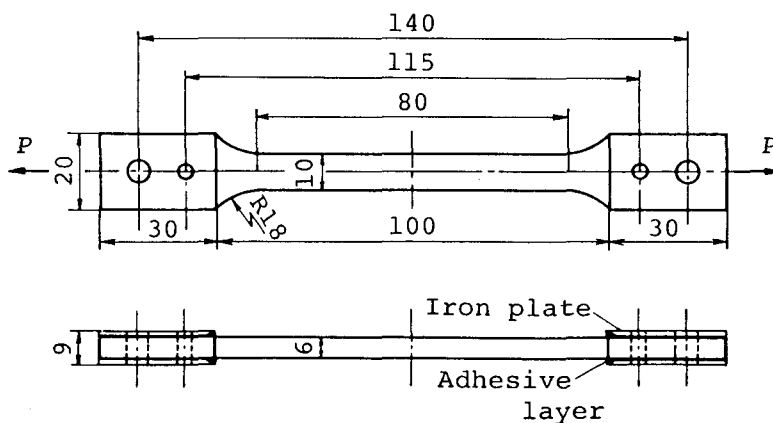


図3.1 引張試験片の形状と寸法

穴（ $\phi 4.0$ ）は後述する伸び計の取付用ボルト穴である。試験片材料には前述の注型法により製作したエポキシ樹脂板のうち、脈理³³⁾、気泡、板のそりなどの欠陥のない良質のものを使用した。

試験片の製作法は次の通りである。まず、エポキシ樹脂板上に所定の試験片形状をけがき、中心線上に4個の穴の中心位置を印す。糸鋸でつかみ部の幅より2~3mm大きい帯板を切り出し、ボール盤でピン穴とボルト穴の下穴を所定位置から偏心しないように注意深くあける。次に、この帯板をつかみ部の幅にやすり仕上げし、予め製作した穴付鋼板を高温用接着剤（共和、PC-6）で接着する。この際、エポキシ樹脂帯板及び鋼板のそれぞれの穴が整合するようにテフロン棒を用い、加圧にはクリップを用いる。接着剤は加熱硬化型であり、80℃に1時間、130℃に2時間、150℃に2時間の焼付処理を電気炉で行い、その後室温まで炉冷する。接着のための熱処理が終わった帯板のピン穴及びボルト穴にストレートリーマを通し所定の大きさの穴に仕上げる。最後にやすりを用いて帯板をダンベル型に手仕上げする。引張試験片の平行部の幅は平均幅の約 $\pm 0.5\%$ 以内に仕上げた。

3.3 引張試験片の伸び測定法

本節では、引張試験片の伸びを測定するために考案したU字梁式伸び計の原理とその使用方法及び検定結果について述べる。

3.3.1 U字梁式伸び計

引張試験における試験片の弾性ひずみの測定法には、試験片平行部の局部ひずみを直接測定する方法と試験片の伸び量を測定する方法がある。前者の代表的方法はひずみゲージを用いるひずみ測定法である。エポキシ樹脂に対して使用できるひずみゲージにプラスチック用ひずみゲージがあるが、これは耐熱性に欠け、70~80℃までしか使用できない。また、ひずみゲージの剛さは、一般の高分子材料のように低弾性係数の材料にゲージを貼り付けるとき、局部的な補強効果となることが報告されている^{34), 35)}。したがって、エポキシ樹脂試験片にひずみゲージを貼り付けてひずみを求める方法は、高温におけるひずみ測定の場合、大きい誤差が予測されるため本研究条件には不適切である。Aoki²³⁾はエポキシ樹脂の転移領域及びゴム状弾性領域での引張試験において、後者すなわち試験片の伸び測定法として差動トランスを用いた。また、Agarwalら²⁵⁾は光学的方法によりエポキシ樹脂のゴム状弾性領域における引張試験片の伸びを測定し、応力とひずみの関係を報告している。

本研究では、高温の炉内にある試験片の伸びを測定するため、ひずみゲージを利用した簡便でかつ安価な伸び計を考案した。すなわち、短時間で伸びの測定が可能で、耐熱性を有し、小形軽量であり、かつ光弾性縞の観察を妨げないことなどの諸条件を満たすものとして、図3.2に示す形状のU字梁式伸び計を製作した。

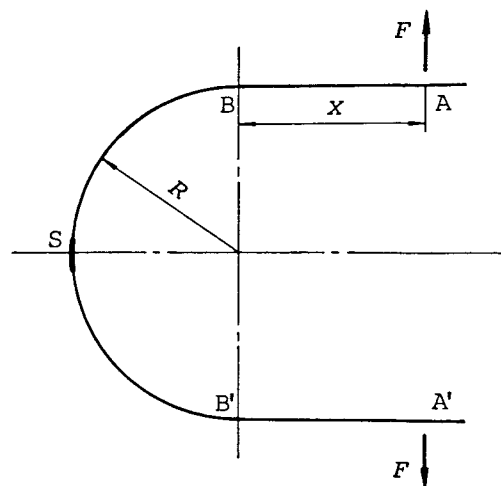


図3.2 U字梁の形状

いま、図3.2に示すように、U字梁の円弧部の半径を R 、負荷点から円弧端までの直線部の長さ(AB, A'B')を x 、U字梁の厚さを d とする。点A, A'に力 F が加えられて、U字梁がたわみ、AA'間が δ だけ変化したとすれば、 δ は次式により与えられる。

$$\delta = \frac{F}{6EI} (3\pi R^3 + 24xR^2 + 6\pi x^2R + 4x^3) \quad (3.1)$$

ここに、 E 、 I はそれぞれU字梁の弾性係数と断面二次モーメントである。また、円弧部中央点Sにおけるひずみ ε_s は、 $d \ll R$ のとき次式で与えられる。

$$\varepsilon_s = \frac{F d}{2EI} (x + R) \quad (3.2)$$

式(3.1)、(3.2)より次式を得る。

$$\varepsilon_s = \frac{3d(x+R)}{3\pi R^3 + 24xR^2 + 6\pi x^2R + 4x^3} \cdot \delta \quad (3.3)$$

ここで、

$$K_s = \frac{6d(x+R)}{3\pi R^3 + 24xR^2 + 6\pi x^2R + 4x^3} \quad (3.4)$$

とおけば、式(3.3)は

$$\varepsilon_s = \frac{1}{2} K_s \cdot \delta \quad (3.5)$$

となる。したがって、U字梁の形状と負荷点が定めれば、 d 、 R 、 x が与えられるので、 K_s は定数となる。この K_s を伸び計の感度と呼ぶことにする。式(3.4)より、U字梁の直線部の長さ x が長いほど、感度 K_s は小さくなり、梁の厚さ d が厚くなると、 K_s は大きくなる。

3.3.2 U字梁式伸び計の感度検定

前述したように、U字梁の形状と負荷点の位置によって、伸び計の感度 K_s を種々の大きさに変えることができる。本研究では、 $R = 40\text{mm}$ 、 $d = 1.0\text{mm}$ と 0.6mm の2種類

のばね鋼製U字梁を製作した。梁の幅は6mmであるが、 K_s には無関係である。 K_s の値を調節するために、直線部内側の $x = 0, 10, 20, 30, 40$ mmの各位置に伸び計の支持点用のポンチ穴が打たれている。2枚ゲージ法を利用するため、円弧部中央の梁両面にひずみゲージが貼り付けられている。これらのひずみゲージは、高温用ひずみゲージ（共和，KFH-5-C1-11）であり、高温用接着剤（共和，PC-6）を用いて接着されている。

製作されたU字梁式伸び計を引張試験片の伸び測定に用いるにあたって、個々の伸び計の感度 K_s を知る必要がある。感度の検定法は、図3.3に示すようにマイクロメータを使用して、伸び計に既知のたわみ δ を与え、そのときの伸び計の示すひずみを測定する方法である。実際には伸び計は高温の炉内で使用されるので、感度の検定も高温で行うべきである。図3.3のような伸び計を取り付けた検定装置を炉内に入れて、高温での感度を検定した結果の例を図3.4に示す。図中の破線は室温での検定結果である。直線の傾き $2\varepsilon_s / \delta$ が感度 K_s を示す。温度によって感度がわずかに異なり、室温における K_s の値が高温における値より約2%大きい。しかし、90℃と120℃での

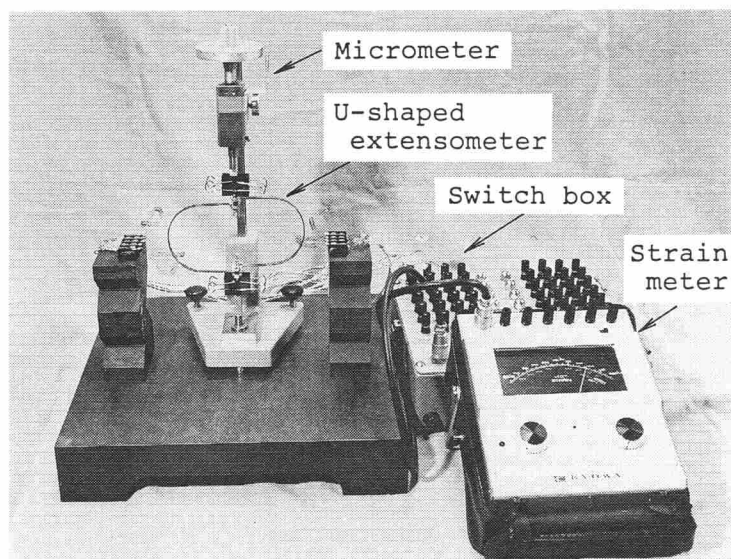


図3.3 U字梁式伸び計の検定装置

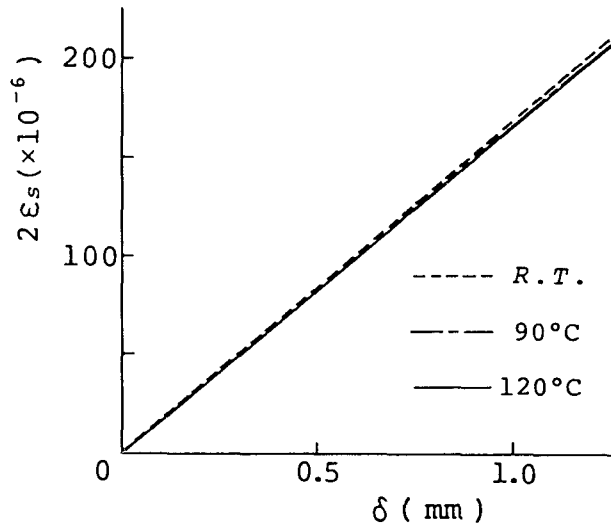


図3.4 高温におけるU字梁式伸び計の検定結果

表3.1 U字梁式伸び計の感度（室温）

Dimension, No.		X (mm)	10	20	30	40
R = 40, d = 1.0 (mm)	No. 1		286	215	167	134
	No. 2		275	209	165	133
R = 40, d = 0.6 (mm)	No. 3		179	135	107	87
	No. 4		179	134	104	84

差はほとんど無視できる。表3.1に4個の伸び計の室温における感度を示す。

3.3.3 U字梁式伸び計の引張試験片への取付方法

U字梁式伸び計を引張試験片の平行部に直接取り付けると、取付部の応力状態を著しく乱す。しかも高温では引張試験片の剛性は著しく低下するため、取付位置が移動すると考えられる。そのため図3.5に示すように、伸び計は引張試験片のつかみ部にアタッチメントを介して取り付けられている。伸び計は2個一組とし、それぞれの伸

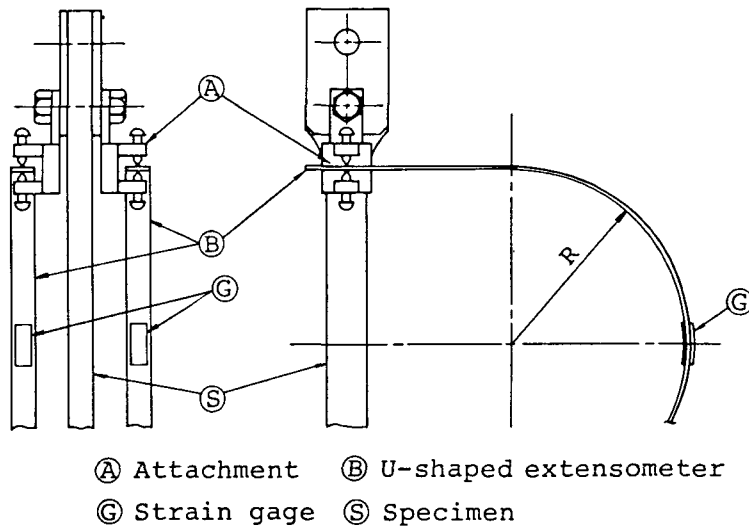


図3.5 U字梁式伸び計の試験片への取付方法

び計を試験片の両面に取り付けた。伸び計の支持点はボンチ穴を利用して、点接触となっている。また支持点でのあそびを避けるため、若干の初期張りと与えてある。この初期張りと試験片の伸びによる伸び計の反力は微小であり、試験片に与える引張力と比較して無視できる程度である。

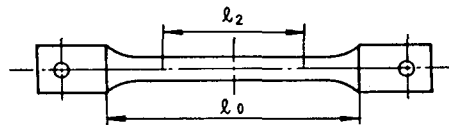
試験片に取り付けられた伸び計によって測定される伸びには、試験片平行部の伸びとともに、断面積の不均一な試験片肩部の伸びが含まれている。この肩部のひずみ状態は一樣ではないので、平行部の伸びを求めるには、この肩部の影響を知る必要がある。そこで、この影響を調べるため、引張試験片中央部にプラスチック用ひずみゲージ(共和, KFP-2-C1-65)を貼り、同時にU字梁式伸び計を用いて、室温において引張試験を行い、それぞれの方法で測定されたひずみ値を比較した。その結果を表3.2に示す。 ϵ_δ は伸び計によって求められたつかみ部の平均ひずみ $\Delta l_0 / l_0$ (l_0 :つかみ部間の長さ, Δl_0 :つかみ部間の伸び)を表し、 $\epsilon_{p,q}$ はプラスチック用ひずみゲージで求められた平行部のひずみを示す。これらの比 $\epsilon_{p,q} / \epsilon_\delta$ が1より大きいのは、肩部の影響により、平行部のひずみは伸び計によって求められる平均ひずみより大きいことを示す。表3.3は引張試験片を凍結温度 T_f で応力凍結し、凍結後の試験片の伸びを測定して、つかみ部間の平均ひずみ $\Delta l_0 / l_0$ と平行部のひずみ $\Delta l_2 / l_2$

表3.2 U字梁式伸び計で求められた試験片のつかみ部間の平均ひずみとひずみゲージにより求められた平行部のひずみの比較（室温）

Stress σ_0 (MPa)	ϵ_δ ($\times 10^{-6}$)	ϵ_{pg} ($\times 10^{-6}$)	$\epsilon_{pg}/\epsilon_\delta$
3.428	1088	1117	1.027
5.149	1628	1683	1.034
6.871	2184	2250	1.030
8.593	2720	2849	1.047
10.31	3275	3429	1.047
12.03	3845	4018	1.045
13.76	4454	4620	1.037

表3.3 応力凍結された試験片のつかみ部間の平均ひずみと平行部のひずみの比較

T_f (°C)	Stress σ_0 (MPa)	Dwell-time (min)	$\Delta l_0/l_0$ ($\times 10^{-2}$)	$\Delta l_2/l_2$ ($\times 10^{-2}$)	$(\Delta l_2/l_2) / (\Delta l_0/l_0)$
130	0.7370	30	5.10	5.26	1.031
120	0.9898	30	6.77	7.05	1.041
120	0.9506	30	6.58	6.87	1.044
115	0.6488	300	4.33	4.53	1.046
115	0.8623	300	5.97	6.26	1.048



を比較したものである。これらの結果から、伸び計によって求められたひずみを平行部のひずみに換算するには、約4%の補正が必要であることがわかる。

引張試験片の初期的なそりやわずかな偏心荷重により、試験片には微小のモーメントが作用すると考えられる。したがって、試験片の両面に取り付けられたそれぞれの

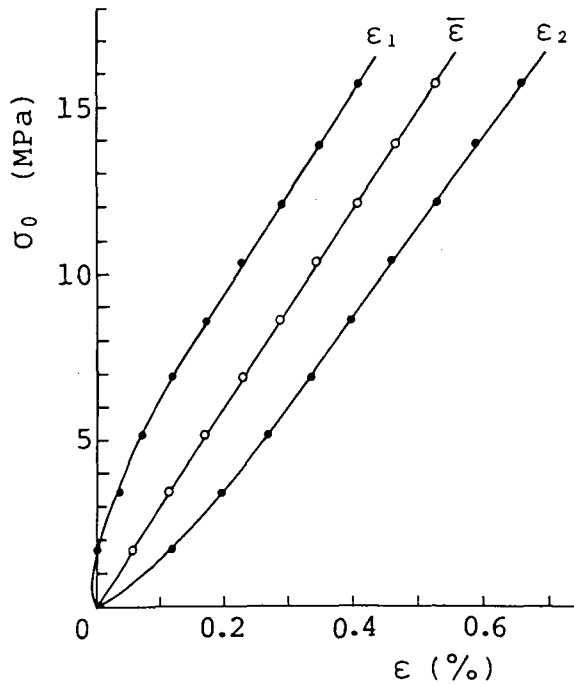


図3.6 一對のU字梁式伸び計で求められた試験片の
応力とひずみの関係（室温）

伸び計で求められるひずみに差が生じる。図3.6は室温での逐次荷重による引張試験片の引張応力 σ_0 とひずみ ϵ の関係を示す。 ϵ_1 、 ϵ_2 は、試験片の両面に取り付けられたそれぞれの伸び計で求められた試験片のひずみであり、 $\bar{\epsilon}$ はそれらの平均値である。個々の伸び計で求められたひずみと引張応力とははじめ非線形な関係にあるが、応力の増加とともに線形関係になる。一方、平均値 $\bar{\epsilon}$ と応力の関係は線形関係にありモーメントの影響が相殺されている。したがって、個々の伸び計で求められるひずみを平均すれば、試験片の初期的なそりや偏心荷重の影響が補正されることがわかる。後述する実験結果で、試験片のひずみは上述のようにして求められたひずみの平均値 $\bar{\epsilon}$ を示す。

3.4 単軸引張クリーブ試験

ガラス状領域からゴム状弾性領域にわたる広い温度範囲で単軸引張クリーブ試験を行い、負荷後の時間経過とともに変化する試験片の光弾性縞次数とひずみを同時に測定した。また、応力と縞次数、応力とひずみの関係を調べるため、数段階の温度で応力の大きさを変えて多数のクリーブ試験を行った。次に、実験装置と実験方法について述べる。

3.4.1 実験装置

(1) 応力凍結炉

恒温槽として、炉の前後面にガラス窓を有する応力凍結炉（理研製 PA-2型を改良）を用いた。炉内寸法は500×500×450で、最大電力は1.8kwである。温度制御は Pt抵抗温度計で炉内の温度を測定し、デジタルプログラム調節計（電流出力形 PID式制御）によりサイリスタレギュレータの負荷出力を制御する方式である。

(2) 光弾性実験装置

光弾性実験装置はφ250の視野を有する透過型光弾性装置であり、光源には超高圧水銀灯を用い、単色フィルターとして光波長 $\lambda = 546\text{nm}$ を取り出せる緑色フィルターを使用した。

(3) 負荷装置

負荷装置は鋼製フレーム、テコなどで構成されており、炉外から負荷することができる。

図3.7は、炉内に設置された負荷装置に試験片と伸び計を取り付けたときの写真である。図3.8(a)は、普通の光弾性実験系の偏光場に応力凍結炉を置いたときの光学系の配置図を示し、図3.8(b)は実験装置の全景写真である。図3.9は引張試験片の縞写真の例であり、平行部が一様な応力状態となっていることがわかる。

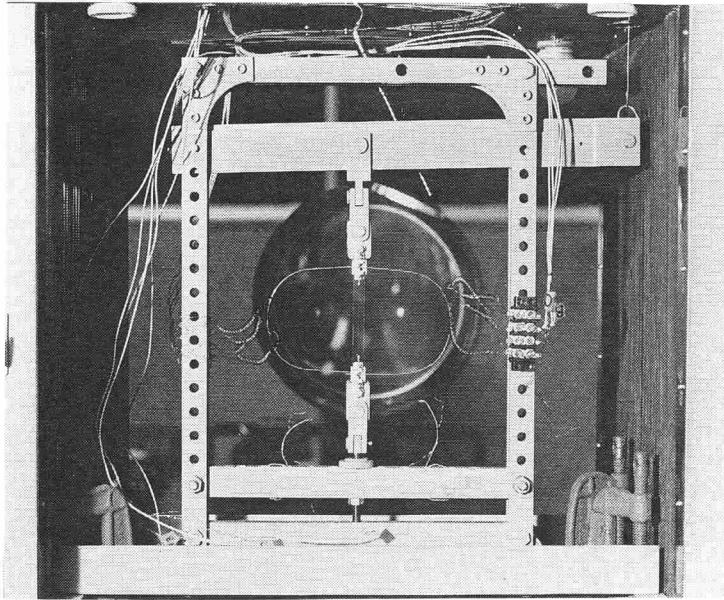
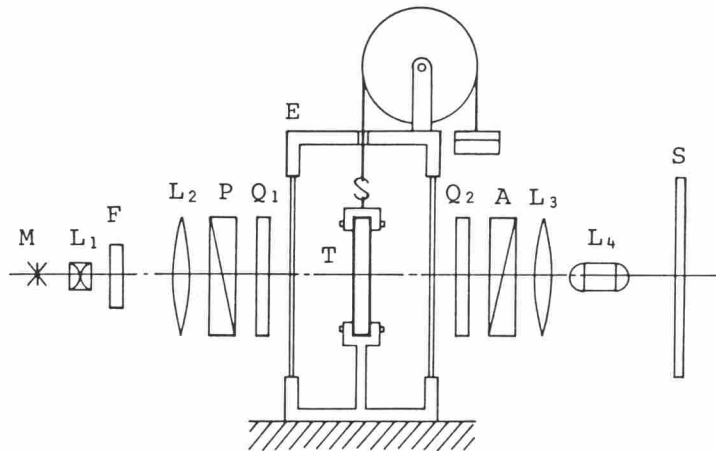


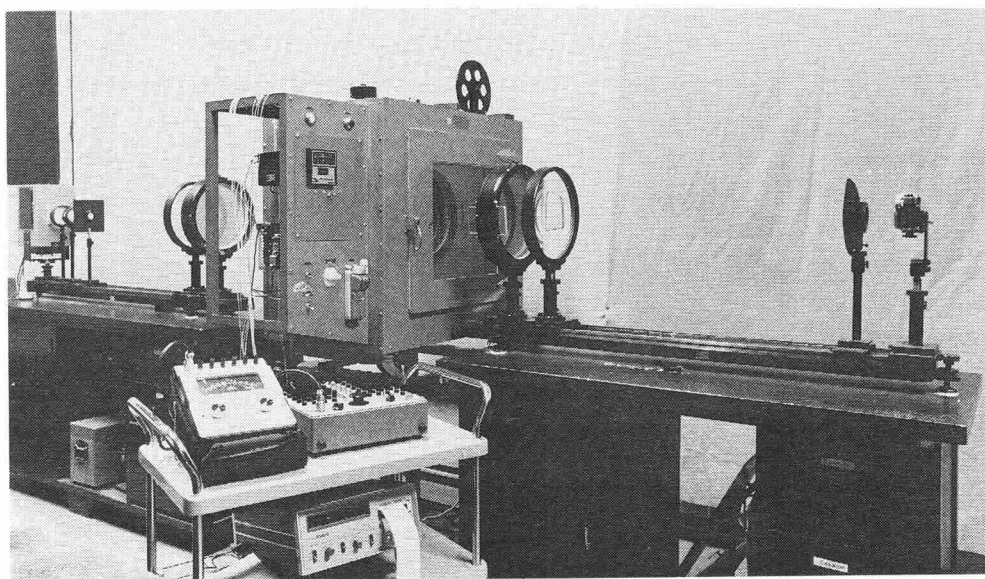
図3.7 試験片の取り付けられた炉内の負荷装置



M:Light source, L₁:Condenser lens, F:Filter
 L₂,L₃:Field lens, P:Polarizer, A:Analyzer
 Q₁,Q₂:Quater-wave plate, L₄:Camera lens
 S:Screen, T:Specimen, E:Oven

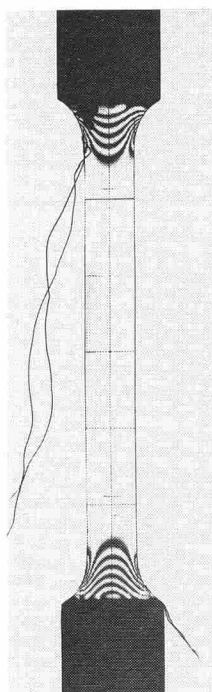
(a) 光学系の配置図

図3.8 光弾性実験装置

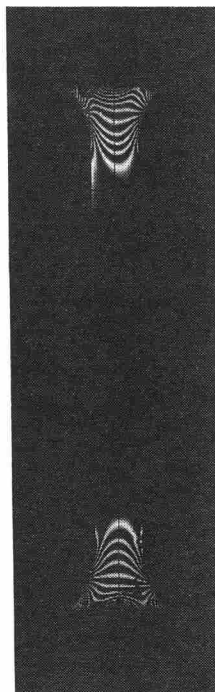


(b) 実験装置の全景

図3.8 光弾性実験装置



(a) $T_f = 95^\circ\text{C}$



(b) $T_f = 125^\circ\text{C}$

図3.9 引張試験片の縞写真の例

3.4.2 実験方法

まず、試験片の加工時に生じた残留応力を除去するため、試験片材料の転移領域上限近くで15~20時間保持し、試験片をアニールする。この試験片にU字梁式伸び計を取り付け、所定の温度まで加熱し、約1時間保持する。炉内で負荷された試験片中央部の縞模様を観察しながら、負荷時に生じる明暗の繰り返し数から整数次の縞次数を求め、また端数の縞次数をTardyの補償法³⁶⁾により測定する。一方、試験片の伸びをU字梁式伸び計により測定する。所定時間ごとに縞次数と伸びを測定し、縞次数がほぼ飽和値に達するか、負荷後1000分経過した段階でそのクリープ試験を終了する。なお、1個の試験片についてクリープ試験と約2時間のアニールを繰り返し、数回使用する。また、試験片の上下肩部付近にT熱電対(銅・コンスタンタン、 $\phi 0.1$)を取り付けて試験片の温度を測定する。クリープ試験中の温度差は最大1.5℃に保持されている。

3.5 光学的・力学的クリープに関する実験結果とその考察

本節ではクリープ試験により得られた結果にもとづき、まず転移領域を決定し、次に光学的クリープと力学的クリープの温度依存性について述べ、最後に光弾性感度と弾性係数の積すなわち適性係数に及ぼす温度と時間の影響について述べる。

3.5.1 転移領域の決定

一般に応力凍結熱処理過程いわゆる応力凍結サイクルを決定するにあたって、まずモデル材料の転移領域を判定しなければならない。光弾性学の分野では、転移領域は

- (1) 光弾性感度と温度の関係、
- (2) 弾性係数と温度の関係、
- (3) 線膨張係数と温度の関係、

などから判定されている。^{15), 20), 22), 26), 32)}

3方法のうち、最も簡単で迅速な判定方法は(1)の方法である。この方法によれば普通の光弾性装置と前節で述べたような電気炉があれば転移領域を簡単に判定できる。(2), (3)の方法では変形量を測定しなければならないので、さらに別の装置が必要になる。

図3.10は、種々の温度におけるクリープ試験により得られた負荷1分後の光弾性感度 α 及び弾性係数 E と温度 T の関係を示す。 α と T 及び E と T の関係から、転移領域上・下限(T_2 , T_1)は、それぞれ約125°Cと約110°Cであり、この間の温度範囲が転移領域である。ここでは、負荷1分後の α と T , E と T の関係から転移領域を判定したが、これよりも短い時間、たとえば負荷後15秒程度(15秒値)で判定する方法もとられている²⁶⁾。クリープ特性から推測すると、仮に30秒値や15秒値で転移領域を判定すれば T_1 , T_2 はともに高くなる。負荷後の時間のとり方は定まっていないが、通常は負荷後15秒から1分以内にとられているようである。

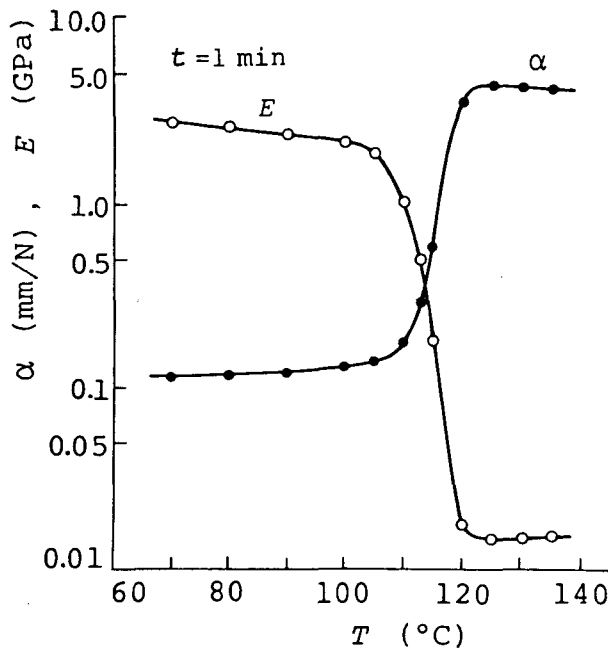


図3.10 光弾性感度 α 及び弾性係数 E と温度の関係

3.5.2 光学的クリープと力学的クリープ

光弾性モデルに負荷した後、時間経過とともに光弾性縮次数が増加する現象が光学的クリープであり、これは力学的クリープとともに起こる。図3.11、図3.12は種々の温度における単軸引張クリープ試験の実験結果であり、負荷後の経過時間 t に対する光弾性感度 α と弾性係数 E の変化を示す。ただし、 α と E は次式によって求めた。

$$\alpha = \frac{N}{\sigma_0 d_0} \quad (3.6)$$

$$E = \frac{\sigma_0}{\varepsilon} \quad (3.7)$$

ここに、 N 、 ε はそれぞれ経過時間 t のときの縮次数及びひずみであり、 σ_0 は引張応力、 d_0 は無応力状態での試験片の厚さである。したがって、 E はクリープコンプライアンスの逆数である。

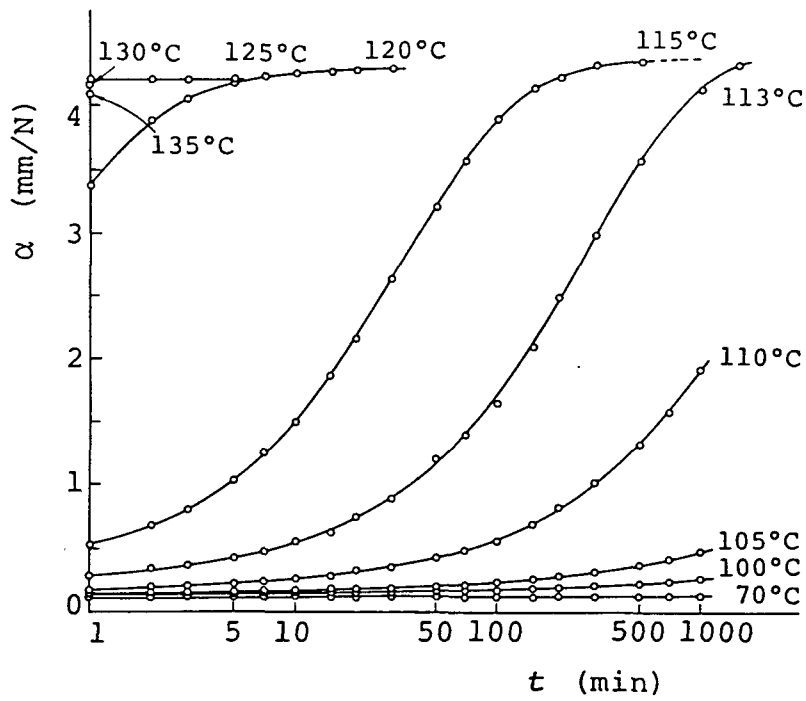


図3.11 種々の温度における光学的クリープ曲線

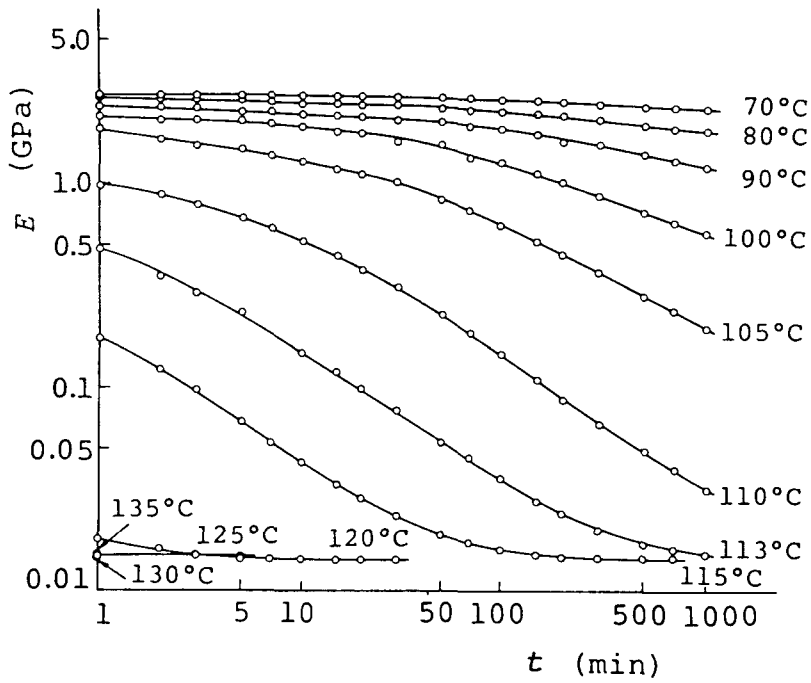


図3.12 種々の温度における力学的クリープ曲線

図3.11に関し、三つの温度領域に分けて特徴をまとめると次のようになる。

- (1) ガラス状領域においては、急激なクリープは現れず、 α は経過時間とともに緩やかに増加する。 α の増加率、つまりクリープ速度は温度が転移領域に近づくほど大きくなる。またクリープが平衡状態に達するには長時間を要する。
- (2) 転移領域においては、著しいクリープが現れる。温度が高くなるにしたがって、クリープが平衡状態になる時間は急激に短くなる。転移領域下限にごく近い温度を除けば、5~6時間以内でクリープはほぼ平衡状態に達する。
- (3) ゴム状弾性領域では、 α は負荷後速やかに平衡状態に達する。

図3.12から、力学的クリープについても上述とほぼ同様な特徴があることがわかる。特に(2)の点は、転移領域の下限近くに凍結温度をとり得ることを示唆している。

ここで、光学的クリープと力学的クリープを比較する。図3.13は、負荷後の縞次数とひずみの増加割合、 N^* と ϵ^* を示したものである。 $N(1)$ 、 $\epsilon(1)$ は負荷後1分後における縞次数及びひずみを示し、 $N(t)$ 、 $\epsilon(t)$ はそれぞれ経過時間 t での縞次数とひずみを示し、 $N^* = N(t)/N(1)$ 、 $\epsilon^* = \epsilon(t)/\epsilon(1)$ で表されている。 N^* 、 ϵ^* はと

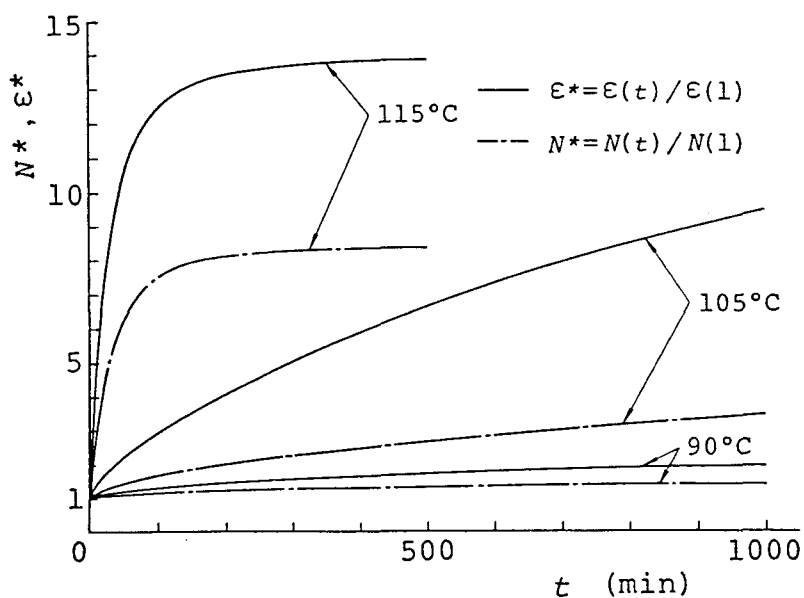


図3.13 光学的クリープと力学的クリープの比較

もに温度が高くなるにつれて大きな値になるが、いずれの温度においても、ひずみの増加割合 ε^* が繰返しの増加割合 N^* よりも大きく、 ε^* は N^* の約1.5~3倍である。このことは、負荷後ある時間経過し光弾性縞挙動が安定したとしても、変形挙動が安定するにはそれ以上の時間を必要とすることを示す。したがって、凍結温度をガラス状領域にとる場合、上述の点に対する十分な配慮が必要である。しかし、転移領域においては、光学的クリープ、力学的クリープはともに比較的短時間で平衡状態に達するから、凍結実験にあたって必ずしも N^* と ε^* の差異を考慮する必要はないと考えられる。

図3.14は負荷後の経過時間 t をパラメータにしたときの光弾性感度 α と温度 T の関係を表す。図3.15は弾性係数 E と温度 T の関係を示す。これらの図において、負荷1分後の曲線は、転移領域の決定に用いた図3.10の α と T 、 E と T の曲線と同じものである。図3.14において、経過時間 t の増加とともに α の急変する温度範囲が低温側へ移行する。これは見かけ上、転移領域が低くなることを示す。たとえば、 $t=1000$ 分の曲線から転移領域上限を判定すると、約115°Cである。したがって、見かけ上、

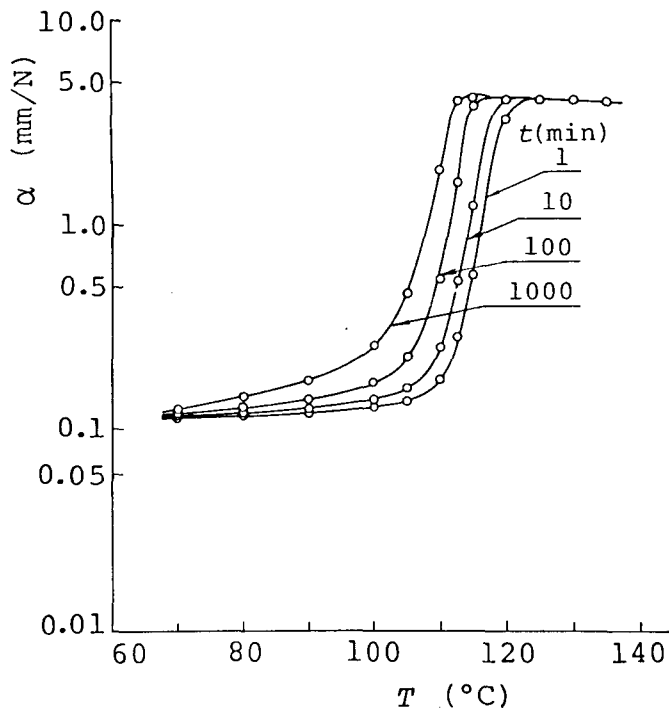


図3.14 光弾性感度 α と温度の関係

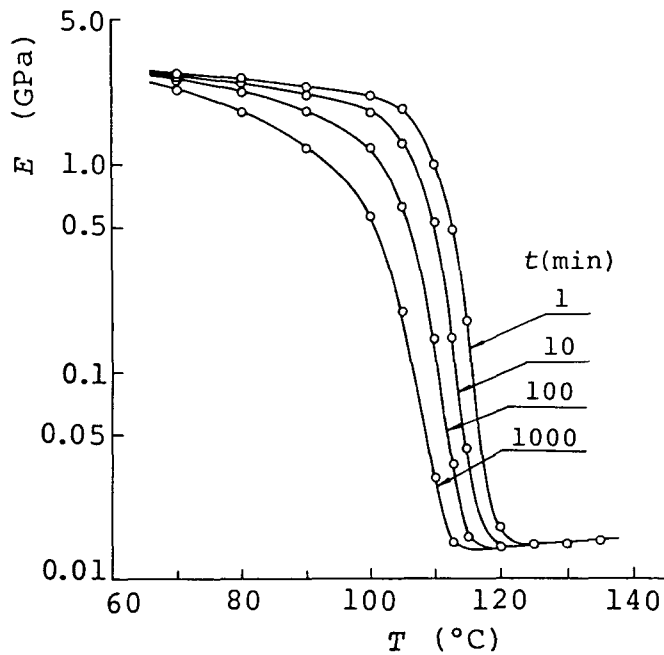


図3.15 弾性係数 E と温度の関係

115°Cはゴム状弾性領域にあることになる。図3.15においても、転移領域が低温側に移行することがわかる。図3.14から、転移領域下限付近において最大の光弾性感度が得られることは注目すべき点である。

ところで、理想ゴム状光弾性では、光弾性感度が絶対温度に逆比例することが式(2.11)と式(2.13)から知られる。また式(2.13)から弾性係数が絶対温度に比例することが知られる。図3.16は転移領域でクリープがほぼ平衡状態に達したとき及びゴム状弾性領域での α 、 E を絶対温度に対してプロットしたものである。転移領域下限 T_1 に最も近い温度(386K)でのプロットは α と T 、 E と T の線上から少しずれているが、他のプロットはそれぞれの線上にある。 T_1 に最も近い温度での線上からのずれは、クリープが十分平衡状態に達していなかったためと考えられる。 α と T の曲線は双曲線の一部をなしており、一方、 E と T の関係は直線となっている。したがって、転移領域においても、クリープが十分平衡状態に達すれば、エポキシ樹脂は見かけ上理想ゴム状光弾性挙動を示し、 α は絶対温度に逆比例し、 E は絶対温度に比例するものと考えられる。

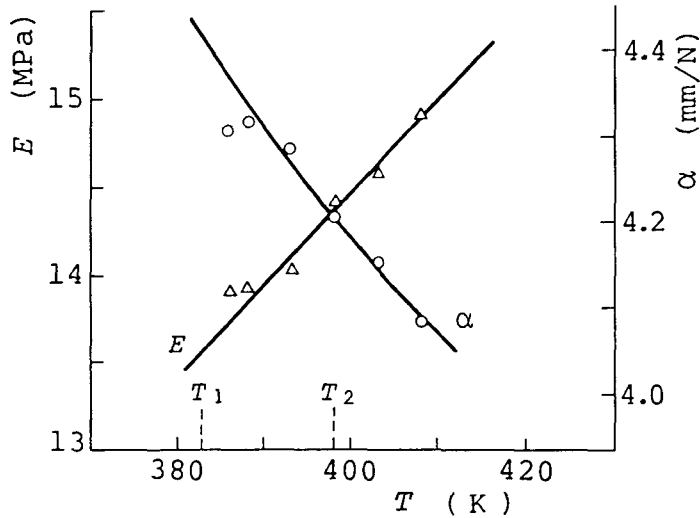


図3.16 クリープの平衡状態における光弾性感度 α 及び弾性係数 E と絶対温度の関係 ($T > T_1$)

3.5.3 適性係数に及ぼす温度と時間の影響

凍結用光弾性材料の適切さの指標の一つであり、光弾性感度 α と弾性係数 E の積で表される適性係数 αE について検討する。図3.17は、負荷後の経過時間 t をパラメータにしたときの αE と温度 T の関係を示す。前に述べたように、転移領域上限以下ではクリープ中のひずみの増加割合が縮次数の増加割合よりも大きい。すなわち、負荷後の経過時間とともに α は増加するが、 E がそれ以上に大きく減少する。つまり、適性係数 αE は α の変化よりも E の変化に強く依存する。したがって、ガラス状領域においては、安定した αE を得るのに長時間を要する。転移領域においては、クリープは光学的にも力学的にも比較的短時間で安定するので、 αE が比較的短時間で平衡状態に達することは容易に推測される。また、平衡状態における αE の値は、転移領域においてもゴム状弾性領域で得られる値にほぼ等しく、ほとんど温度に依存しないことがわかる。西田ら⁽⁴⁾が報告しているように、ガラス状領域においてクリープが平行状態に達したときの αE の値は、ゴム状弾性領域で得られる値の3~5倍の高い値になることが確認された。

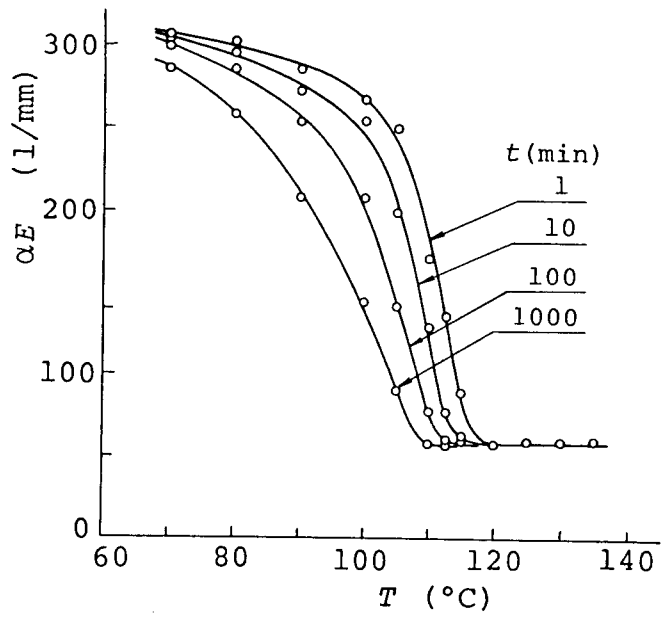


図3.17 適性係数 αE と温度の関係

3.6 応力と縞次数，応力とひずみの間の線形性に関する

実験結果とその考察

応力凍結法における必要条件の一つは，応力と縞次数，応力とひずみの間に線形関係が成り立つことである。しかも，凍結用光弾性材料の比例限度が高いことが望ましい。本節では，エポキシ樹脂の転移領域やガラス状領域における，上述の線形関係について検討し，比例限度を明らかにする。

3.6.1 応力と縞次数，応力とひずみの関係

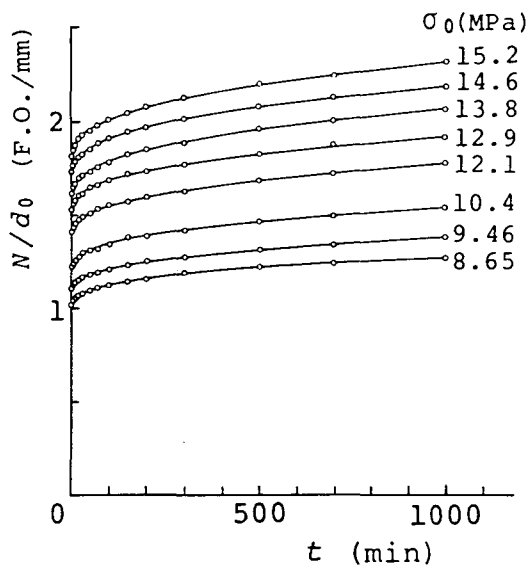
図3.18に，種々の大きさの引張応力 σ_0 に対する光学的クリーブ曲線を示し，図3.19に力学的クリーブ曲線を示す。 N/d_0 は単位厚さ当りの縞次数であり， ε は引張試験片のひずみを示す。

図3.18(a)において，負荷後100分までは比較的急激に縞次数は増加するが，その後縞次数は経過時間 t とともに緩やかに増えつづけ， $t=1000$ 分に至っても平衡状態に十分には達していない。また，応力の増加にともなってクリーブ速度が徐々に大きくなるが，急激なクリーブ速度の変化は現れない。これは，図3.18(a)に示された応力範囲では σ_0 と N/d_0 の間に急激な非線形性が現れないことを示す。図3.18(b)の場合にも同様な傾向がある。図3.18(c)は転移領域内の下限に比較的近い場合の結果である。この場合には，急激な遷移クリーブを示すが，応力が大きいときでさえ5時間程度の比較的短い時間で縞次数は飽和値に達する。

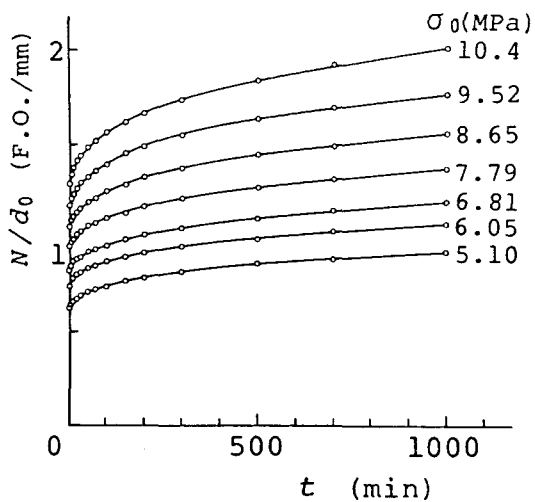
力学的クリーブの特徴は上述の光学的クリーブの特徴とほぼ同様である。

3.6.2 応力と縞次数，応力とひずみの間の線形性に関する考察

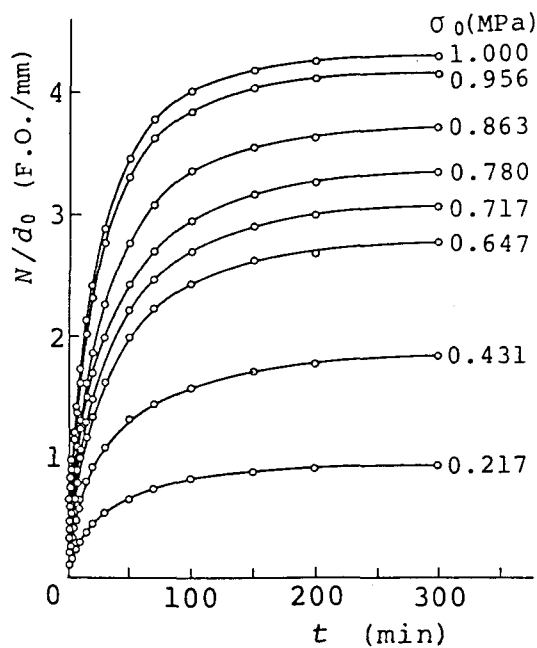
図3.18，図3.19に示した光学的クリーブ曲線や力学的クリーブ曲線から，応力と縞次数，応力とひずみの間の線形性に関し定量的に検討することは困難である。そこで，これらの図から負荷後の経過時間 t をパラメータにとり， σ_0 と N/d_0 ， σ_0 と ε の関係に書きなおしたものが図3.20と図3.21である。また図3.22と図3.23には，それぞれゴム状弾性領域及び転移領域における σ_0 と N/d_0 ， σ_0 と ε の関係が示されてい



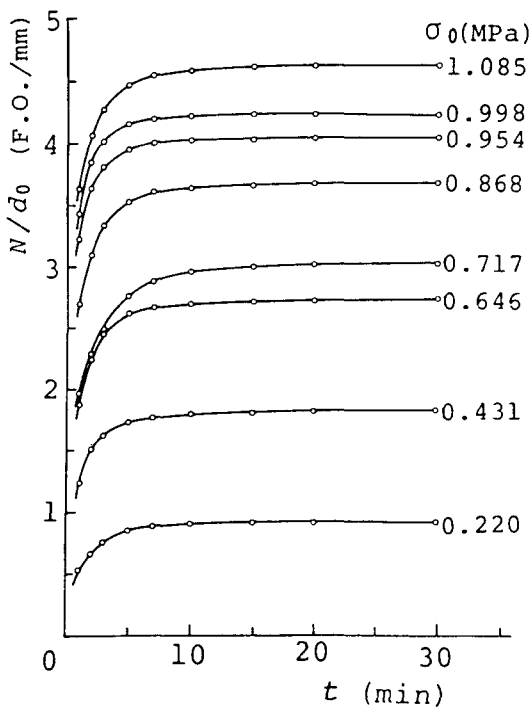
(a) $T = 80^{\circ}\text{C}$



(b) $T = 90^{\circ}\text{C}$

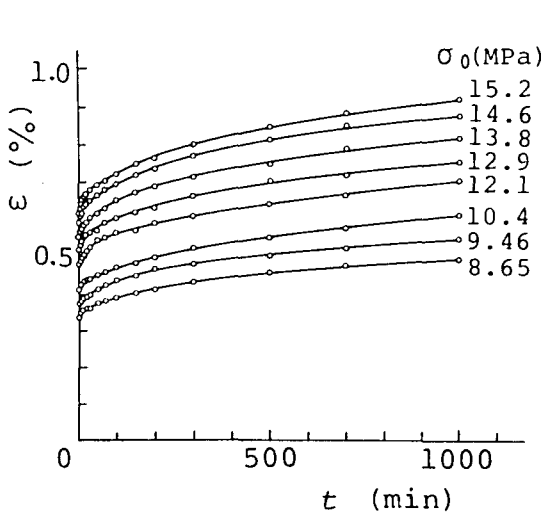


(c) $T = 115^{\circ}\text{C}$

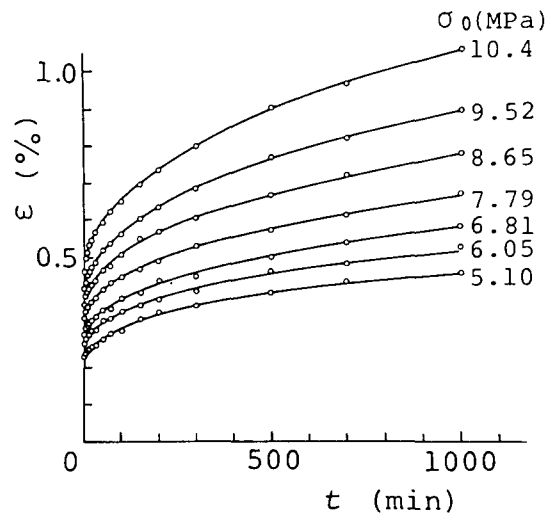


(d) $T = 120^{\circ}\text{C}$

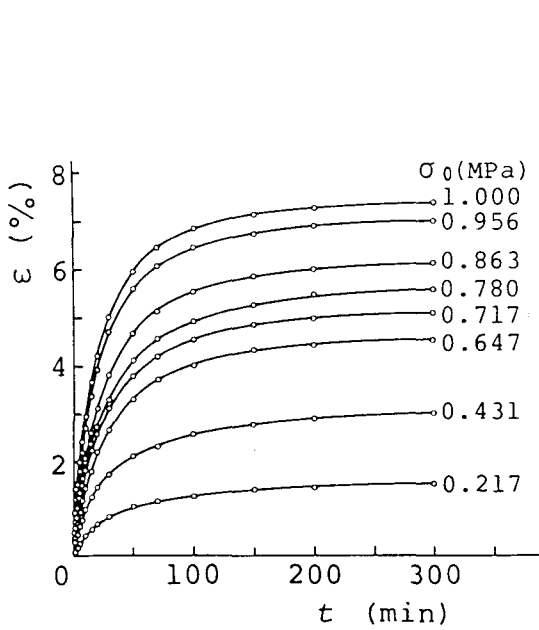
図3.18 引張応力 σ_0 をパラメータとする光学的クリープ曲線



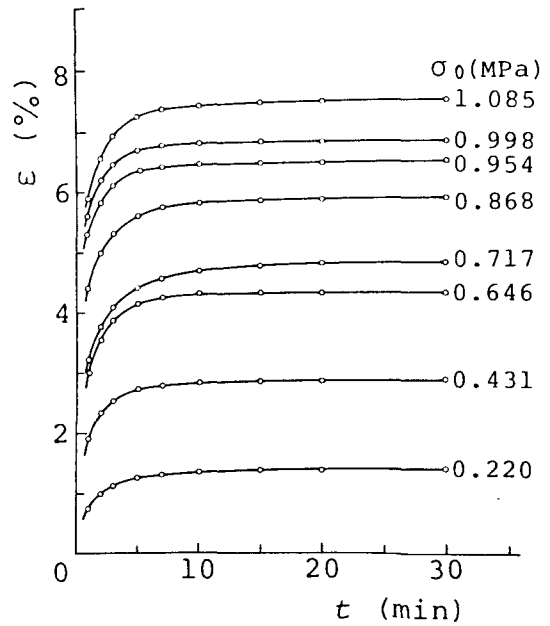
(a) $T = 80^{\circ}\text{C}$



(b) $T = 90^{\circ}\text{C}$

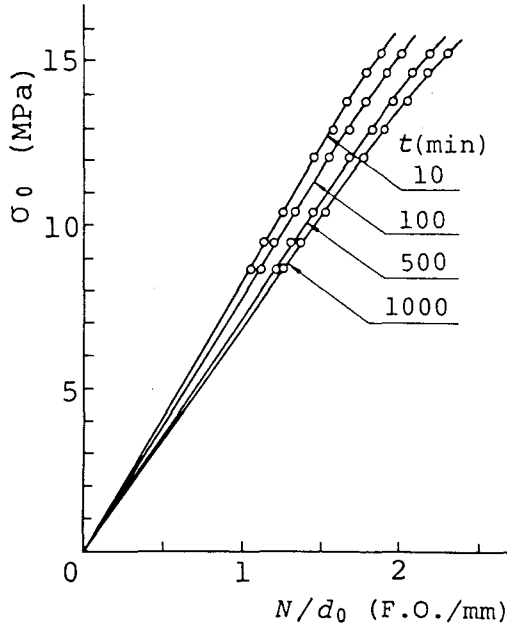


(c) $T = 115^{\circ}\text{C}$

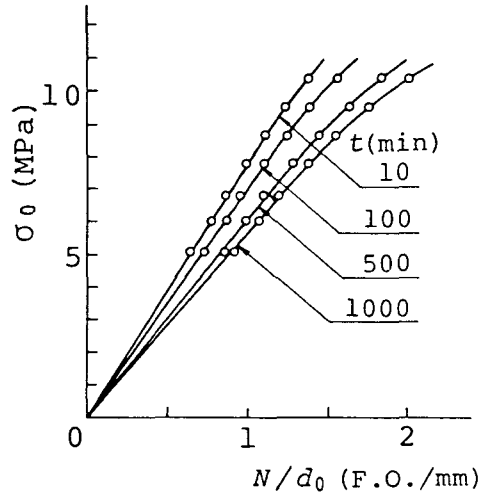


(d) $T = 120^{\circ}\text{C}$

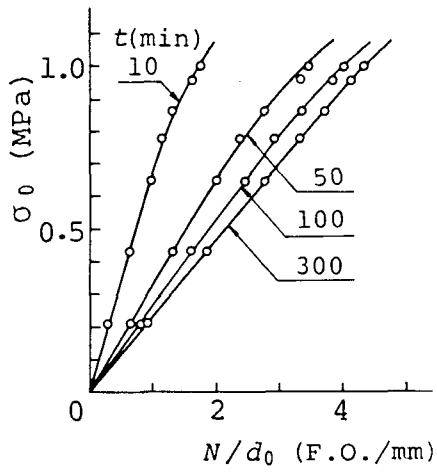
図3.19 引張応力 σ_0 をパラメータとする力学的クリープ曲線



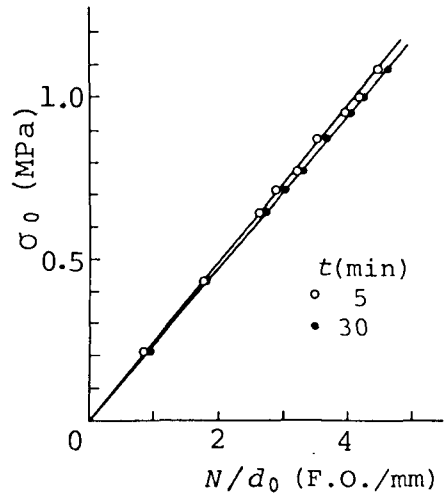
(a) $T = 80^{\circ}\text{C}$



(b) $T = 90^{\circ}\text{C}$

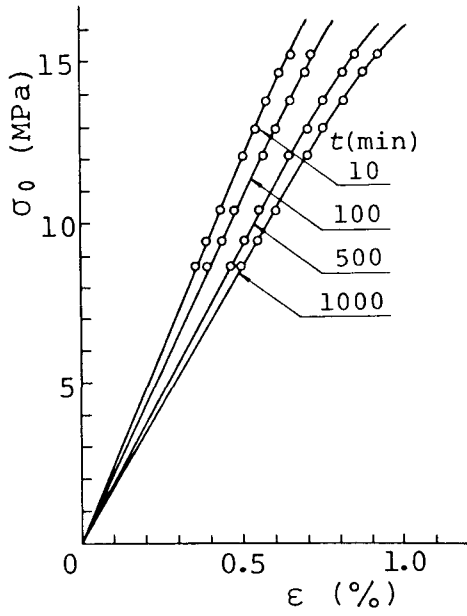


(c) $T = 115^{\circ}\text{C}$

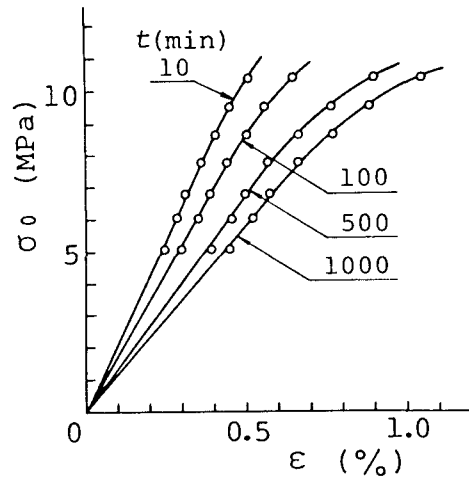


(d) $T = 120^{\circ}\text{C}$

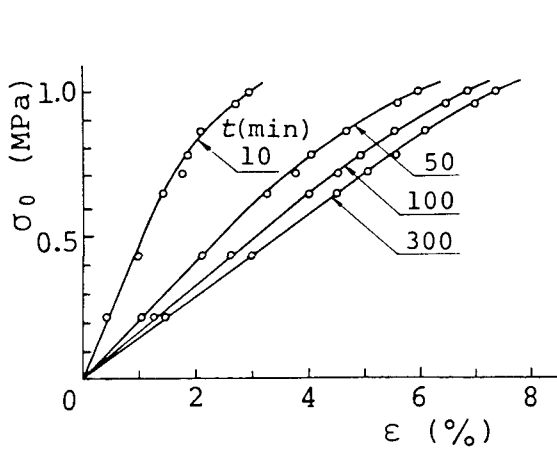
図3.20 応力と縞次数の関係



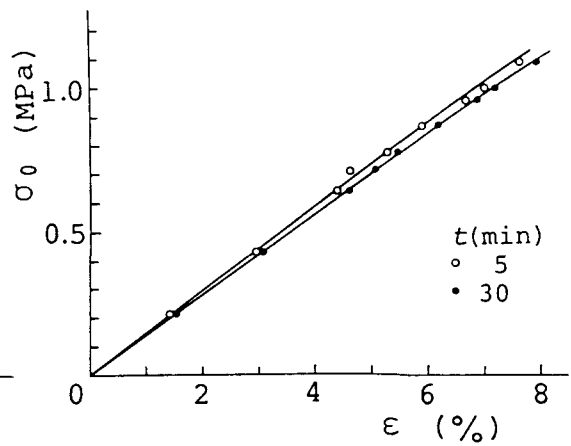
(a) $T = 80^\circ\text{C}$



(b) $T = 90^\circ\text{C}$



(c) $T = 115^\circ\text{C}$



(d) $T = 120^\circ\text{C}$

図3.21 応力とひずみの関係

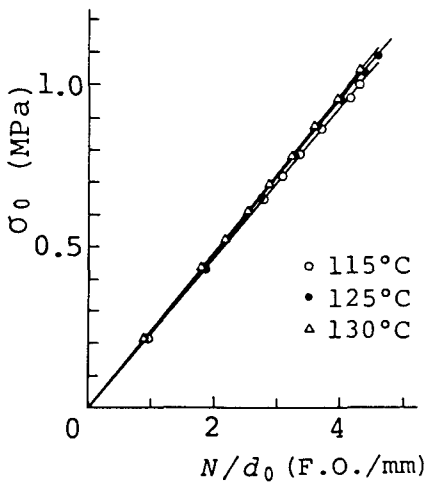


図3.22 転移領域下限より高い温度
における応力と繰り数の関係

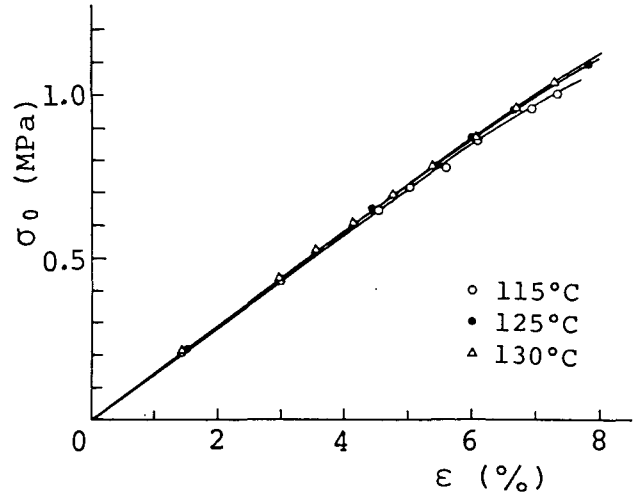


図3.23 転移領域下限より高い温度
における応力とひずみの関係

る。ゴム状弾性領域については、逐次荷重により得られた結果を示し、転移領域については、クリープがほぼ平衡状態に達したときの結果が示されている。

ガラス状領域での σ_0 と N/d_0 、 σ_0 と ε の関係は、経過時間が短いとき、それぞれ直線関係にあるが、経過時間 t が増加するとともに直線から曲線に変化していく。これは、 t の増加とともに σ_0 と N/d_0 、 σ_0 と ε の関係に非線形性が現れることを示す。一方、転移領域では逆な傾向があり、興味深い。

上述のことは次のようなことを表している。ガラス状領域においては比例限度が t とともに減少するが、転移領域では逆に増加する。

これを明らかにするためさらに定量的に考察する。たとえば、図3.24のように、比較的低い数種の応力に対するプロットを通る平均的な直線を求めるとともに、各プロットを通る滑らかな曲線を描く。

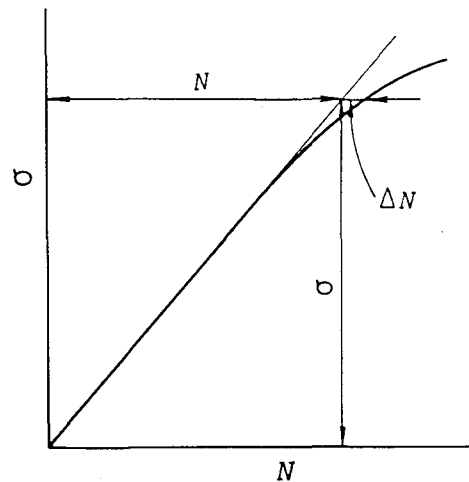


図3.24 応力と繰り数の関係における
繰り数の偏差 ΔN の求め方

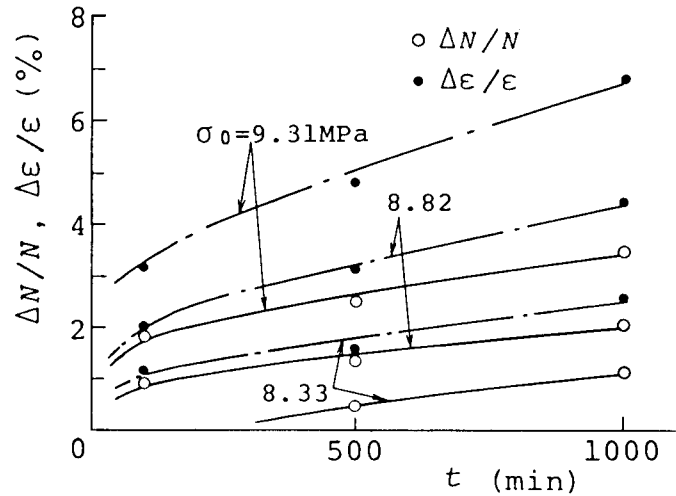
次に、ある応力 σ に対する直線上の縞次数を N とし、曲線上の値との偏差を ΔN とする。そして横軸に負荷後の経過時間 t をとり、 $\Delta N/N$ を種々の応力についてプロットすると、 $\Delta N/N$ と t の関係が得られる。同様に、 $\Delta \varepsilon/\varepsilon$ と t の関係を求める。このようにして得られた関係が図3.25であり、それぞれ $T=90^\circ\text{C}$ 、 115°C のときの

$\Delta N/N$ 、 $\Delta \varepsilon/\varepsilon$ の時間変化である。ガラス状領域においては、 $\Delta N/N$ 、 $\Delta \varepsilon/\varepsilon$ はともに時間の経過につれて緩やかに増加するが、逆に、転移領域においては $\Delta N/N$ 、 $\Delta \varepsilon/\varepsilon$ は t とともに急激に減少する。これは前述したように経過時間とともに比例限度が変化することを表す。これらの図において、 $\Delta \varepsilon/\varepsilon$ は $\Delta N/N$ より常に大きい。この事実から応力と縞次数の関係における比例限度は、応力とひずみの関係における比例限度より高くなることが容易に推察される。

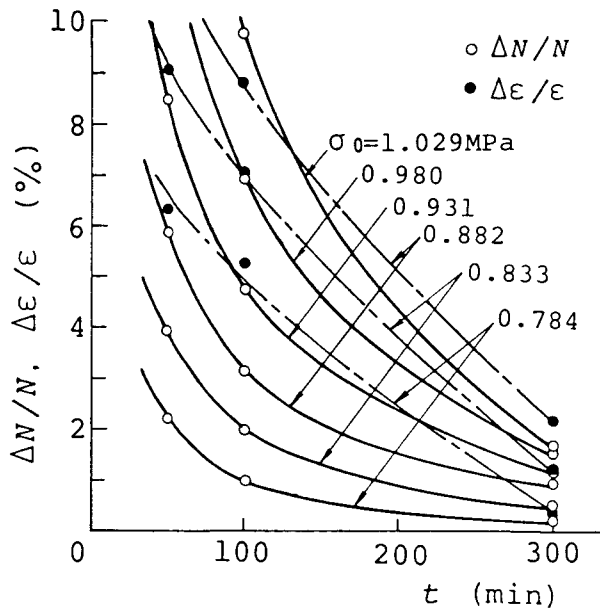
3.6.3 縞次数と

ひずみの間の線形性

応力と縞次数、応力とひずみの関係がそれぞれ線形関



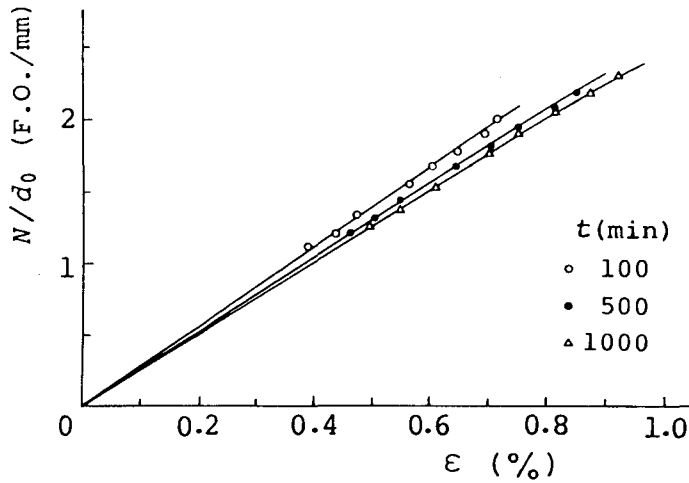
(a) $T = 90^\circ\text{C}$



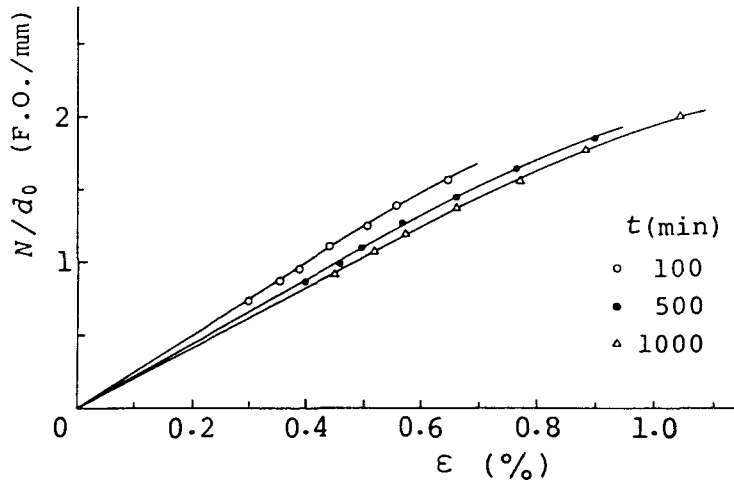
(b) $T = 115^\circ\text{C}$

図3.25 負荷後の時間経過とともに
 $\Delta N/N$ 、 $\Delta \varepsilon/\varepsilon$ の変化

係にあるならば、縞次数とひずみの間に線形性が存在することは明らかである。したがって、このとき縞次数は応力に比例すると同時にひずみにも比例する。しかしながら、応力と縞次数あるいは応力とひずみの関係の一方のみが非線形な関係となれば、もはや縞次数はひずみに比例しない。図3.26, 図3.27に、負荷後の経過時間 t をパラメータとし、単位厚さ当りの縞次数 N/d_0 とひずみ ϵ の関係を示す。図3.27におい



(a) $T = 80^\circ\text{C}$



(b) $T = 90^\circ\text{C}$

図3.26 縞次数とひずみの関係

て、転移領域内の温度に対しては、クリープがほぼ平衡状態に達したときの値がプロットされている。それぞれの図における直線部分の傾き $(N/d_0)/\varepsilon$ は適性係数 αE を表す。図3.26において、ガラス状領域の温度80℃の場合、応力と縮次数、応力とひずみの関係にそれぞれ非線形な関係が表れているにもかかわらず、 N/d_0 と ε の関係には明瞭な非線形性が現れていない。これは、応力と縮次数、応力とひずみの関係から得られる比例限度がほぼ同じであることを示す。温度90℃の場合には、 N/d_0 と ε の間はかなり広い線形範囲があるが、 N/d_0 と ε の関係は $N/d_0=1.5$ (F.O./mm) 付近から緩やかな曲線に変わり、 ε 軸に向かって傾く。すなわち、この場合には、応力と縮次数の関係が線形的であっても、応力とひずみの関係が非線形となっていることを示す。したがって、応力と縮次数の関係から得られる比例限度が応力とひずみの関係から得られる比例限度より高いことが、上述のように縮次数とひずみの関係からも推論される。図3.27には、転移領域(115℃, 120℃)での値とゴム状弾性領域での値がプロットされている。これらのプロットはほとんど1本の線上にあり、 N/d_0 と ε の関係は温度にあまり依存しないことがわかる。これは、前節でも

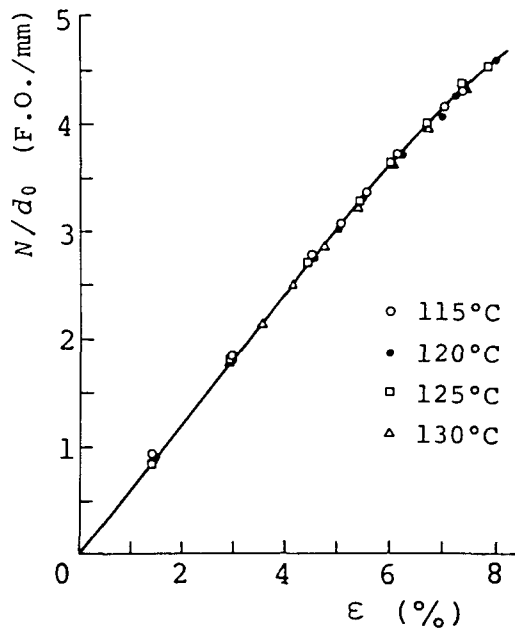


図3.27 転移領域下限より高い温度における縮次数とひずみの関係 ($T = 115 \sim 135^\circ\text{C}$)

述べたように、転移領域下限以上では、適性係数は温度によらずほぼ一定であることを表す。図3.27において、クリープが平衡状態に達しておれば、縮次数とひずみの関係に顕著な非線形性は現れないことがわかる。

3.6.4 比例限度と温度の関係

3.6.2 で比例限度は負荷後の時間の経過につれ変化することを知ったが、比例限度に温度依存性があることは明らかである。図3.28に比例限度と温度の関係を示す。

σ_{pN} , $\sigma_{p\epsilon}$ は、それぞれ応力と縮次数、応力とひずみの関係から得られた比例限度であり、それらの値は、図3.25で示した偏差 $\Delta N / N$, $\Delta \epsilon / \epsilon$ が約1.5%となるときの応力である。室温及びゴム状弾性領域以外においては、クリープがほぼ平衡状態に達したときの二つの関係から求められた比例限度である。なお、室温及びゴム状弾性領域（130℃）における応力と縮次数、応力とひずみの関係は逐次荷重法により求めた。 σ_{pN} , $\sigma_{p\epsilon}$ は、ガラス状領域においては温度とともに減少するが、逆に、転移領域下限付近以上では温度とともにわずかに増加する。このような傾向は弾性係数と温度の関係に似た傾向である。また、温度によらず、 σ_{pN} は $\sigma_{p\epsilon}$ より5~10%高い。

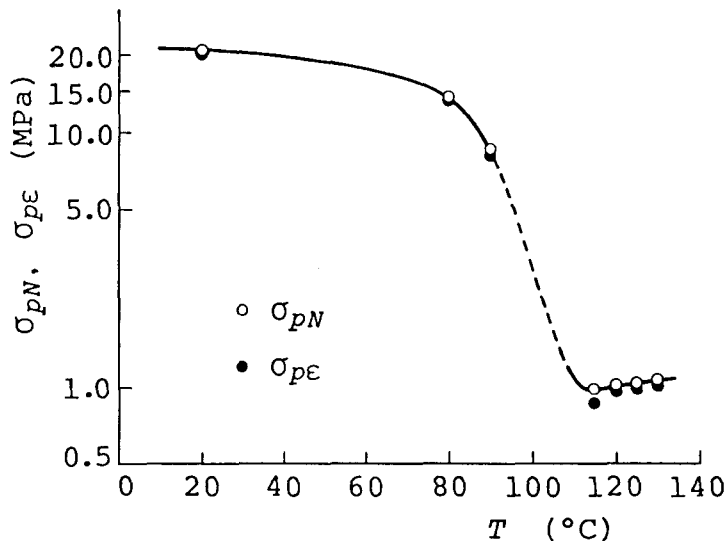


図3.28 比例限度と温度の関係

比例限度と弾性係数 E を比較すると、室温及びガラス状領域では比例限度 σ_{PN} は E の約 $1/150$ 、転移領域下限以上では E の約 $1/15$ である。

3.6.5 応力と縮次数、応力とひずみの関係に及ぼす

試験片の伸びにともなう寸法変化の影響

引張クリーブ試験の結果で示したように、エポキシ樹脂の弾性係数は多くの金属材料の弾性係数と比べて著しく低いため、線形範囲内でさえ比較的大きいひずみが生じる。また、エポキシ樹脂の線膨張係数は金属のそれと比べて一桁大きく^{22), 32)}、温度が高くなるほど熱膨張による厚さや断面積の変化も大きくなる。これまで、引張応力は公称応力 σ_0 で、試験片の厚さは原寸法の厚さ d_0 を用いて実験結果を表してきた。そこで、試験片の伸びにともなう寸法変化が応力と縮次数、応力とひずみの関係に及ぼす影響について検討する。

転移領域下限より $20\sim 30^\circ\text{C}$ 低いガラス状領域では、弾性係数が $1.2\sim 2.0\text{GPa}$ であり、比例限度付近の応力に対しひずみは 0.7% 程度である。一方、菅野ら³²⁾の実験結果から線膨張係数は約 $6.5\times 10^{-5}/^\circ\text{C}$ と推定され、この値を用いて熱膨張による試験片の断面積及び厚さの変化を求めると、それらはいずれも 1% 以下である。引張負荷による断面積や厚さの減少量と熱膨張によるそれらの増加量とは互いに打ち消し合う。しかも、上述のようにそれらの量は微少であるため、試験片の寸法変化は応力と縮次数の関係や応力とひずみの関係にほとんど影響を及ぼさない。したがって、転移領域下限以下の温度に対する引張クリーブ試験の結果については、試験片の寸法変化の影響を無視しうる。

しかしながら、転移領域下限より高い温度では微小変形とはいえない大きいひずみが生じるため、実験結果に及ぼす寸法変化の影響を無視できないと考えられる。はじめに、負荷による試験片の寸法変化の影響について検討する。

いま、負荷前と負荷後の体積は一定であるとし、引張試験片が負荷を受けたときの真応力を σ_a 、そのときの厚さを d_a とすれば、真応力及び単位厚さ当りの縮次数 N/d_a は次のようになる。

$$\sigma_a = \sigma_0 (1 + \varepsilon) \quad (3.8)$$

$$\frac{N}{d_a} = \frac{N}{d_0} \sqrt{1 + \varepsilon} \quad (3.9)$$

ここに、 σ_0 ：公称応力

ε ：負荷後 t 時間経過したときのひずみ

N ：負荷後 t 時間経過したときの縮次数

d_0 ：試験片の原厚さ

図3.29に、 σ_0 と N/d_0 の関係とともに、式(3.8)と式(3.9)を用いて求めた σ_a と N/d_a の関係を示し、図3.30に σ_0 と ε 及び式(3.8)により求めた σ_a と ε の関係を示す。なお、115℃の場合は、負荷後300分経過しクリープがほとんど平衡状態に達したときのそれぞれの関係である。応力と縮次数、応力とひずみの関係は真応力 σ_a と負荷後の試験片の厚さ d_a を用いた場合と公称応力 σ_0 と原厚さ d_0 を用いた場合とは有意差が認められる。これは式(3.8)及び式(3.9)から考えて明らかである。したがって、 σ_a と d_a を用いれば弾性係数 E や光弾性感度 α は σ_0 と d_0 を用いたときの値とわずかながら差異が生じる。また、比例限度を真応力で表すと、公称応力で表された

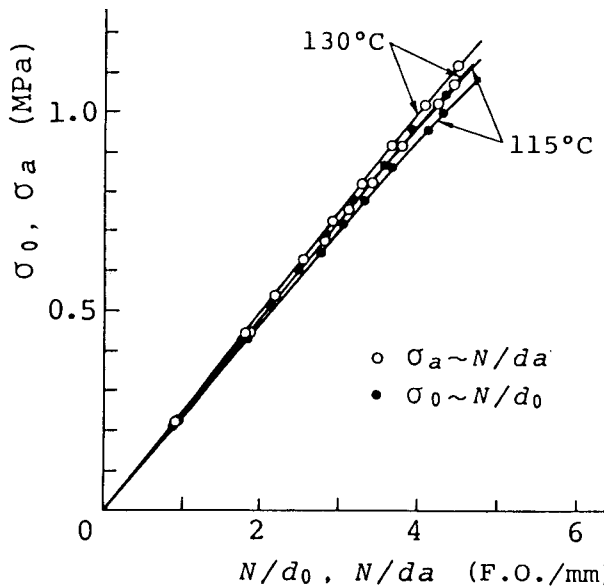


図3.29 応力と縮次数の関係に及ぼす寸法変化の影響

図3.28の場合より少し高くなるが、公称応力で示したものは実際の応力凍結法における負荷の算定にとってむしろ安全側といえる。

エポキシ樹脂の線膨張係数 β は転移領域で急激に変化することが知られており¹⁵⁾・²²⁾、菅野ら³²⁾によると、ゴム状弾性領域における β の値は約 $17 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ で、ガラス状領域における値の約3倍である。この値を用いると、ゴム状弾性領域の温度たとえば 130°C のとき、熱膨張により長さや厚さは約1%増加し、断面積は約2%増加する。このような寸法変化の影響は真応力と単位厚さ当りの縞次数の低下となって表れる。このような熱膨張による寸法変化は、図3.29と図3.30に示された σ_a と N/d_a 、 σ_a と ε の関係をそれぞれ σ_0 と N/d_0 、 σ_0 と ε の关系到近づける効果がある。

したがって、負荷及び熱膨張にもとづく試験片の寸法変化は、ひずみが数パーセント以上の場合に応力と縞次数、応力とひずみの关系到若干影響を及ぼす。しかしながら、前述したように公称応力で示した比例限度は負荷の算定には安全側の値である。また光弾性感度や弾性係数が1~2%のひずみ範囲で求められるならば、試験片の寸法変化の影響は無視できる。

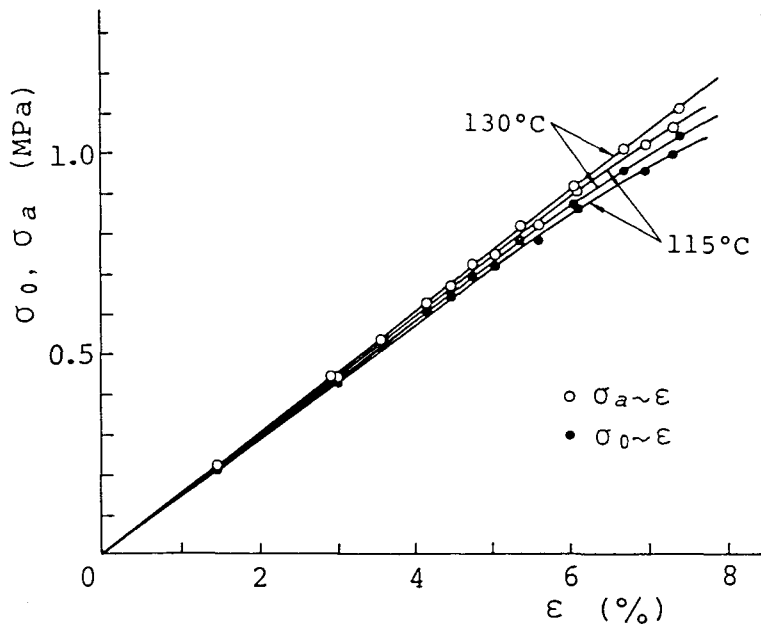


図3.30 応力とひずみの关系到及ぼす寸法変化の影響

3.7 結 言

本章では、凍結用光弾性材料としてよく用いられるエポキシ樹脂の単軸引張クリープ試験により、転移領域及びガラス状領域における光弾性的性質及び力学的性質に及ぼす温度と時間の影響について明らかにした。

実験結果を要約すると次のようになる。

I. クリープ特性

- (1) 光学的クリープ、力学的クリープはともに、転移領域下限付近において特に顕著である。転移領域下限よりわずかに高い温度においても、著しい遷移クリープが現れるが、5時間程度の比較的短い時間でクリープは平衡状態に達する。ガラス状領域においては、光学的クリープ及び力学的クリープはともに緩やかであり、平衡状態に達するのに20時間以上の長時間を要する。
- (2) 力学的クリープにおけるひずみの増加割合は光学的クリープにおける縞次数の増加割合よりも大きい。ガラス状領域においては、力学的クリープは光学的クリープよりも平衡状態に達するのに長時間を要する。
- (3) 転移領域は見かけ上、負荷後の経過時間とともに低温側に移行し、転移領域下限以上ではクリープが平衡状態に達すれば、エポキシ樹脂の光弾性的性質及び力学的性質は見かけ上ゴム状弾性挙動を示し、転移領域下限付近で最大の光弾性感度が得られる。
- (4) 適性係数は温度と時間に依存して変化するが、転移領域下限付近以上では、クリープが平衡状態に達すれば、温度によらず適性係数はほぼ一定である。ガラス状領域における適性係数の値は、転移領域下限以上の温度で得られる値の3~5倍の高い値となる。

II. 応力と縞次数、応力とひずみの関係

- (1) 応力と縞次数、応力とひずみの関係から得られる比例限度は、ガラス状領域においては負荷後の経過時間とともに緩やかに減少する。逆に、転移領域においては、比例限度は経過時間とともに増加し、クリープが平衡状態に達するとともにゴム状弾性領域における値に近づく。

- (2) 応力と縮次数の関係から得られる比例限度は，応力とひずみの関係から得られるものより5～10%高い。
- (3) クリープがほぼ平衡状態に達したときの応力と縮次数の関係から得られる比例限度は，ガラス状領域では弾性係数の約 $1/150$ ，転移領域以上では弾性係数の約 $1/15$ である。
- (4) 縮次数とひずみの関係に線形性があり，急激な非線形性は現れない。
- (5) ガラス状領域における比例限度に対応する縮次数は，転移領域以上で得られる縮次数の $1/3 \sim 1/2$ である。

参 考 文 献

- 1) Oppel, G.; Forsch. Gebiete Ingenieurw., 7-5(1936), 240-248
- 2) Hetényi, M.; J. Appl. Phys., 10(1939), 295-300
- 3) Hetényi, M.; J. Appl. Mech., 10(1943), A93-A124
- 4) Frocht, M. M.; J. Appl. Mech., 11-4(1944), A229-A234
- 5) Leven, M. M.; Proc. SESA, 6-1(1948), 19-28
- 6) Kawata, K., Tuzi, Z.; J. Sci. Res. Ins., 47(1953), 12-29
- 7) 河田; 応用物理, 32-1(1963), 47-54
- 8) Coolidge, D. J.; Proc. SESA, 6-1(1948), 74-82
- 9) Taylor, C. E., Stitz, E. O., Belsheim, R. O.; Proc. SESA, 7-2(1949), 155-172
- 10) Frocht, M. M., Pih, H.; Proc. SESA, 12-1(1954), 55-64
- 11) Dāgostino, J., Drucker, D. C., Liu, C. K., Mylonas, C.; Proc. SESA, 12-2(1955), 123-128
- 12) Leven, M. M., Wahl, A. M.; Trans. ASME, 80(1958), 1683-1694
- 13) Leven, M. M.; Proc. I.S.P., M. M. Frocht ed., (1962), 145-165.
Pergamon Press
- 14) Dally, J. W., Riley, W. F.; Experimental Stress Analysis, (1978), 473, 497, McGraw-Hill
- 15) Cernosek, J.; Exp. Mech., 20-12(1980), 417-426
- 16) 神谷; P-SC 30 分科会報告, No.312(1984), 48-51, 日本機械学会
- 17) Parks, V. J., Sanford, R. J., Cernosek, J.; J. Aircraft, 18-3(1981), 213-219
- 18) 伊藤; 科研報告, 30-4(1954), 233-248
- 19) Theocaris, P. S.; Rheologica Acta, 2-2(1962), 92-96
- 20) Brinson, H. F.; Exp. Mech., 8-12(1968), 561-566
- 21) Parks, V. J., Chen, T. L., Durelli, A. J.; Exp. Mech., 11-1(1971), 33-37
- 22) Pindera, J. T., Straka, P., Krishnamurthy, A. R.; Proc. 5th Int. Conf. Exp. Stress Analysis, Italy, (1974), 285-298

- 23) Aoki, N.; Proc. 18th Jpn. Congr. Mat. Res., (1975), 163-166
- 24) 西田, 沢; 機論, 47-418, A (1981), 611-618
- 25) Agarwal, R. B., Teufel, L. W.; Exp. Mech., 18-9(1978), 19N-20N
- 26) 河田; 応用物理, 28-12(1959), 728-729
- 27) Durelli, A. J.; J. Strain Analysis, 10-1(1975), 42-52
- 28) 沢; 光弾性学会会報, 3-1(1981), 1-2
- 29) 垣内; エポキシ樹脂, (1970), 55, 昭晃堂
- 30) Fisch, W., Hofman, W.; J. Polymer Sci., 12(1954), 497-502
- 31) 山崎, 尼田; 光弾性実験用材料製作の手引, (1982), 1-11, フソー(株)出版部
- 32) 菅野, 倉鋪; 非破壊検査, 33-8(1984), 568-575
- 33) Cook, R. D.; Exp. Mech., 4-5(1964), 151-152
- 34) Stein, P.; J. Strain Analysis, 7-3(1972), 228-235
- 35) Perry, C. C.; Exp. Techniques, 9-5(1985), 25-27
- 36) たとえば, Dally, J. W., Riley, W. F.; Experimental Stress Analysis, (1978), 426-429, McGraw-Hill

第4章 応力凍結熱処理過程及び除荷後における光弾性縞挙動と変形挙動に関する実験的研究

4.1 緒言

従来の応力凍結法では、凍結温度が高分子材料のゴム状弾性領域にとられるため、クリープやクリープ回復のような粘弾性挙動は問題とならない。しかしながら、転移領域やこの領域に近いガラス状領域においては、光学的にも力学的にも顕著なクリープが現れる。凍結温度をこのような温度領域にとる場合、前章で述べたように、負荷から冷却するまでの時間すなわち保持時間により、得られる光弾性感度や弾性係数に差異が生じる。ガラス状領域においては、クリープがほぼ平衡状態に達したときでも、この時の光弾性感度は室温における値と比較してあまり高い値にならない。凍結温度をガラス状領域にとって応力凍結実験を行う場合、除荷により縞次数が減少し、また、除荷後にクリープ回復が生じるため^{1)~4)}、冷却前の縞模様がそのまま凍結されないことになる。しかし、除荷後の縞模様が冷却前の縞模様と相似関係にあるならば、応力凍結法としての条件を満たすことになる。一方、凍結熱処理時間の短縮の観点からは、凍結温度、保持時間、冷却速度の選び方が重要な課題となる。

本章では、以上のような観点から、

- (1) 冷却過程における光弾性縞挙動及び変形挙動、
- (2) 除荷による弾性回復及び除荷後に生じるクリープ回復と凍結率⁵⁾、
- (3) 凍結後の縞模様に及ぼすスライスの影響

について着目し、単純な平面モデルにより種々の応力凍結実験を行う。凍結温度を転移領域下限近くにとる応力凍結法が可能であることを明らかにし、さらに凍結温度、保持時間及び冷却速度が光弾性縞挙動や変形挙動にどのような影響を及ぼすかを明確にする。

4.2 平面モデルによる応力凍結実験

4.2.1 モデルと負荷方法

モデル材料として、3.2節で述べた方法により製作したエポキシ樹脂と市販のエポキシ樹脂（リコーケン製）の2種類を用いた。両者の間には、転移領域や光弾性感度など材質にわずかな相違があるが、凍結用光弾性材料としての本質的な相違はない。

ここで、凍結熱処理過程や除荷後の光弾性縞挙動と変形挙動を調べるためのモデル形状について述べる。光弾性材料の性質を知るために用いられるモデル形状の決定にあたって、考慮すべき点は、

- (1) 縞模様の観察・測定が容易で、できるだけ単純な応力状態にある、
- (2) 応力分布が変形による影響を受けない、
- (3) 加工・製作が容易である、
- (4) 負荷方法が単純で容易である

ことなどである。さらに、エポキシ樹脂のゴム状弾性領域から室温にわたる広い温度範囲における性質を考慮する必要がある。以上のような諸点を考慮し、本実験では、

- (1) 光弾性縞挙動の観察・測定用として、四点曲げを受ける真直梁及び直径方向圧縮力を受ける円板、
- (2) 変形挙動の観察・測定用として、単軸引張力を受ける帯板及び圧縮力を受けるU字形曲り梁

の4種類のモデルを用いた。これらのモデルは厚さ約6mmのエポキシ樹脂板から切り出し、機械加工と手仕上げを併用して所定の形状に製作した。

図4.1及び図4.2は、それぞれ四点曲げを受ける真直梁と圧縮力を

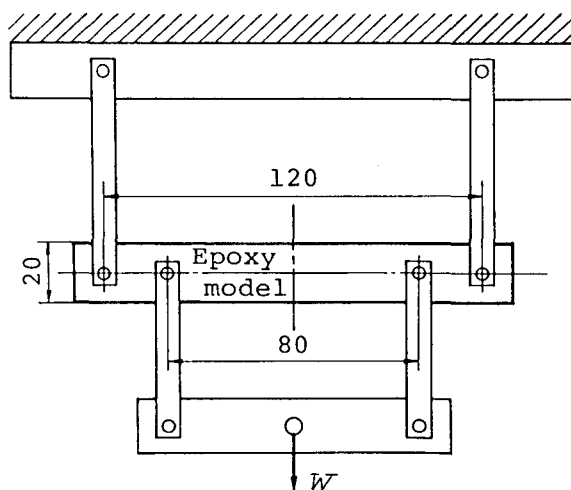


図4.1 四点曲げを受ける真直梁モデル

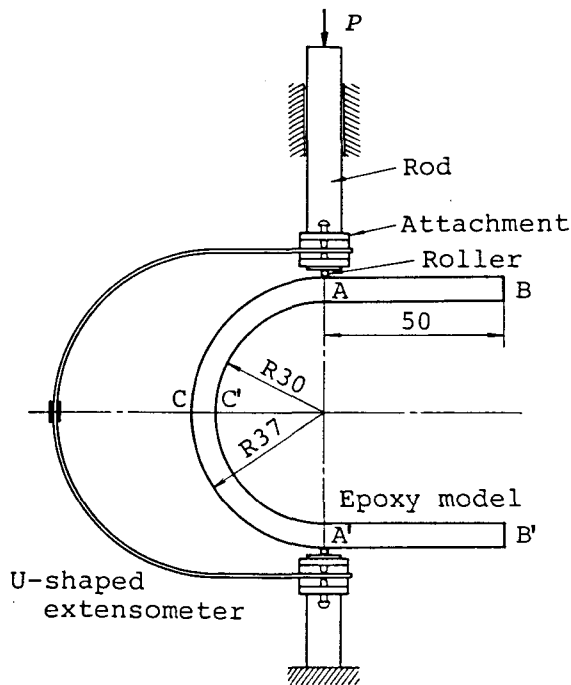


図4.2 U字形曲り梁の負荷方法の概念図

受けるU字形曲り梁の形状寸法と負荷方法の概略を示す。

4.2.2 実験方法

応力凍結熱処理操作は、凍結温度をゴム状弾性領域にとる場合には、2.4節で述べた通常の操作手順に従えばよい。しかし、凍結温度を転移領域以下にとる場合には、モデル材料のクリープ性を考慮する必要がある、特にガラス状領域に対しては、除荷による弾性回復及びクリープ回復を考慮に入れて、前章で得られた比例限度をもとに負荷の大きさを決定した。

図4.3に示すように、本実験過程は、

- (1) モデルのアニール、
- (2) クリープ過程、
- (3) 冷却過程、

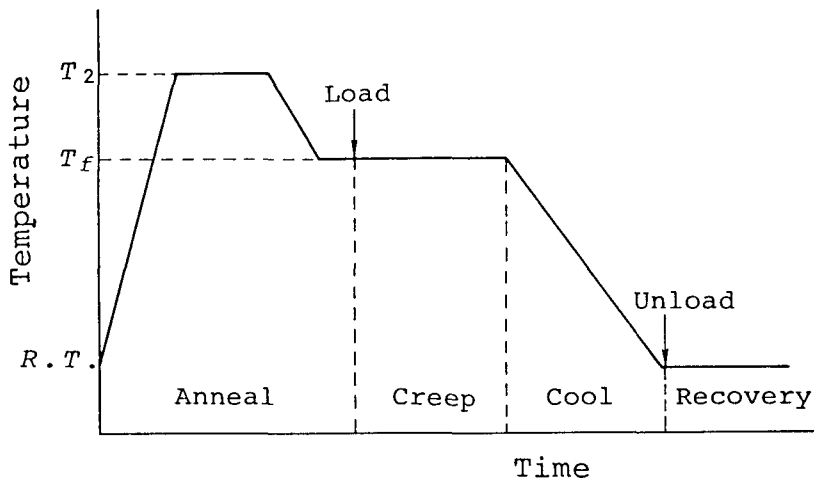


図4.3 実験過程

- (4) 除荷,
 - (5) クリープ回復過程
- の5段階から成っている。

上述の実験過程における光弾性縞挙動を縞写真として記録した。一方、クリープ過程における変形挙動は、単軸引張クリープ試験の場合と同様に、U字梁式伸び計によって伸びあるいはたわみとして測定した。また、除荷により回復する変形量は同じ伸び計によって測定し、除荷後のクリープ回復による変形量は、リニヤスケール（三豊製）を利用して改良した読取頭微鏡によって測定した。しかしながら、冷却中には、モデルの熱収縮や伸び計自体のゼロ点移動が起こるため、モデルの変形を正確に測定することは困難である。そこで、冷却前後の伸び量あるいはたわみ量を比較し、冷却中の総変形量を推定する方法をとった。

主要な実験装置は応力凍結炉、光弾性装置及び負荷装置であり、これらの装置はいずれも単軸引張クリープ試験に使用したものである。モデルの温度測定、伸びやたわみ測定などにも単軸引張クリープ試験に用いた機器を使用した。図4.4は炉内に設置された真直梁の四点曲げ負荷装置である。

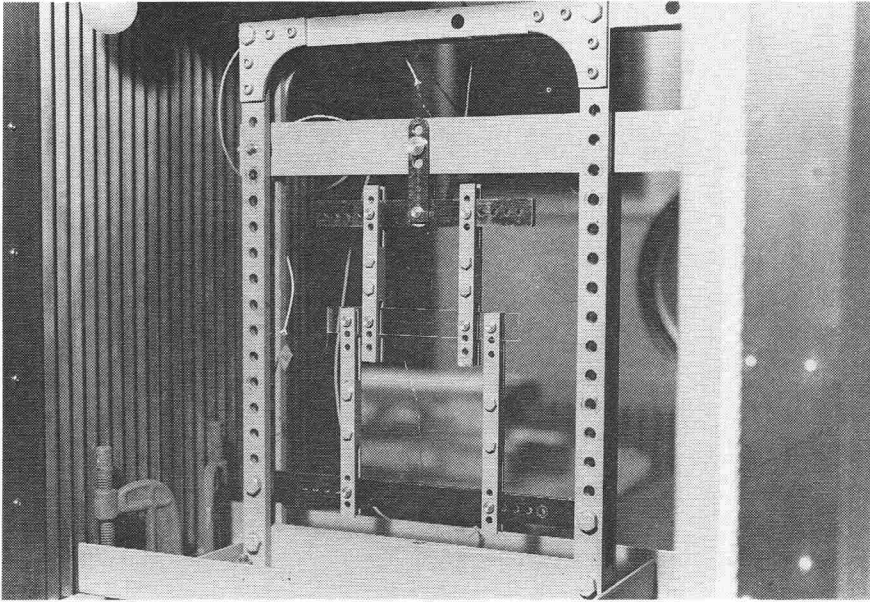


図4.4 真直梁の四点曲げ負荷装置

4.3 光弾性縞挙動及び変形挙動に関する実験結果とその考察

本節では、はじめに真直梁の実験で得られた光弾性縞写真と、これらの縞写真から求めた縞次数分布を示す。次に、応力凍結熱処理過程のうち、冷却中の光弾性縞挙動について述べる。凍結温度をガラス状領域にとった場合に対しては、除荷後に起こるクリープ回復による光弾性縞模様の変化と変形の回復について述べる。また、凍結率とスライスの影響について考察し、最後に、保持時間を比較的短くした場合の二軸応力問題への適用例として円板の応力凍結実験例を示す。

なお、前述した諸種のモデルにより光学的クリープを調べたが、その結果から、第3章で述べたクリープ特性と同様な傾向があることを確認した。

4.3.1 真直梁の光弾性縞写真と縞次数分布

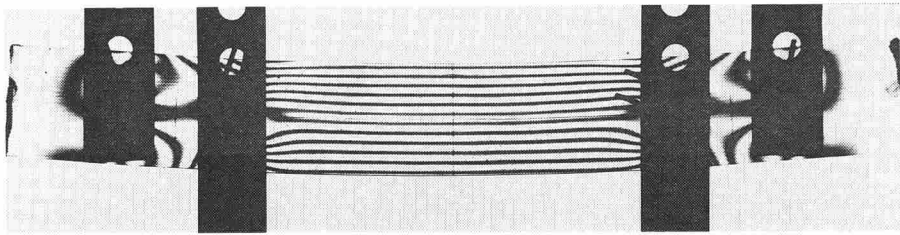
長方形断面を有する真直梁が一様な曲げモーメント M を受けるとき、中立軸から y だけ離れた点における曲げ応力 σ は次式で表される。

$$\sigma = \frac{12M}{bh^3} y \quad (4.1)$$

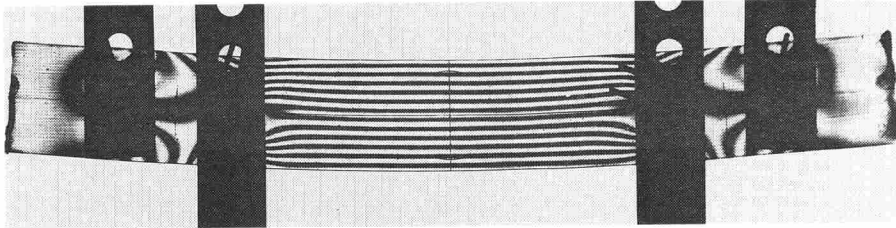
ここに、 b は梁の幅、 h は梁の高さである。このとき横方向応力は零であり、光弾性縞次数と主応力差との関係を表す式(2.4)と式(4.1)とから、モデル材料の光弾性感度を α とすれば、縞次数 N は、

$$N = \frac{12\alpha M}{h^3} y \quad (4.2)$$

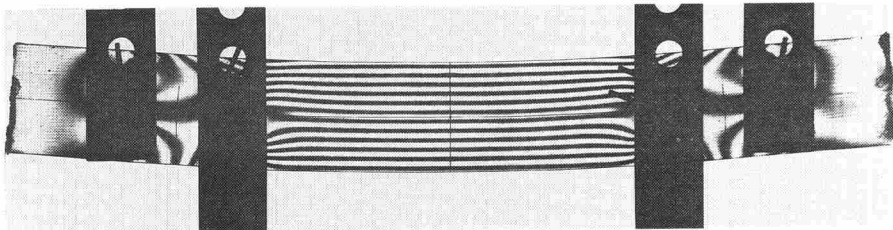
となり、梁の断面上での縞次数分布は中立軸からの距離に比例する。図4.5から図4.8は、四点曲げを受ける真直梁の応力凍結実験により得られた光弾性縞写真である。モデル材料には著者の実験室で製作したエポキシ樹脂を用いた。凍結温度 T_f はゴム状弾性領域(図4.5)、転移領域内の下限付近(図4.6)、ガラス状領域(図4.7、図4.8)にとってあり、特にガラス状領域では、保持時間が比較的長い場合とかなり短い場合を示した。それぞれの図には、冷却開始直前、室温に至ったときの除荷前後、及び除荷後のクリープ回復過程における縞写真が示されている。ただし、 $T_f = 135^\circ\text{C}$ の場合に



(a) 冷却直前（負荷後50分）

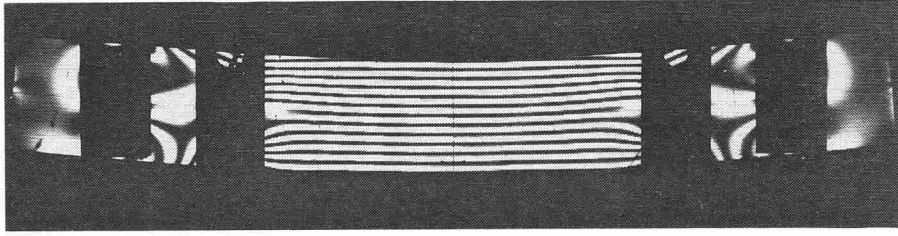


(b) 除荷直前

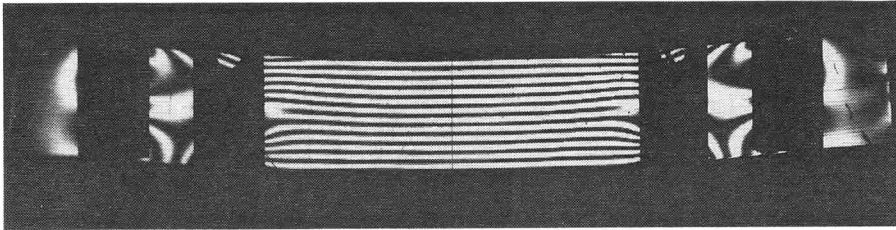


(c) 除荷直後

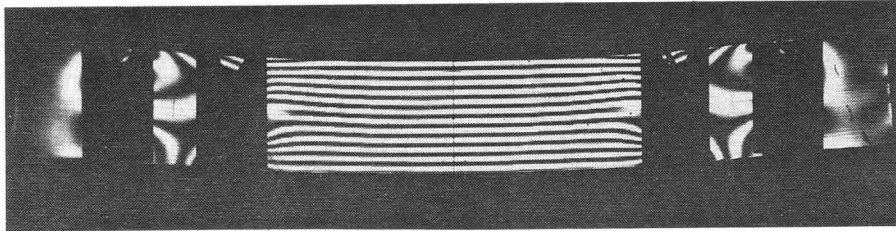
図4.5 真直梁の縞写真， $T_f = 135^\circ\text{C}$



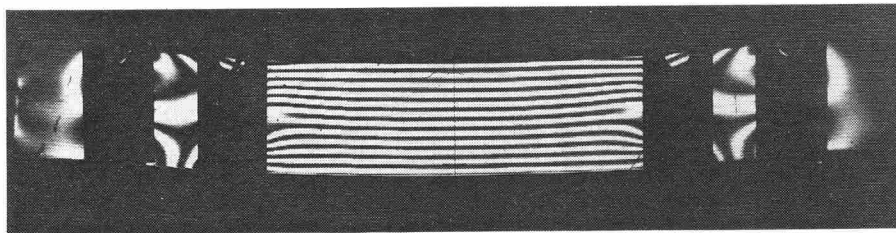
(a) 冷却直前（負荷後300分）



(b) 除荷直前

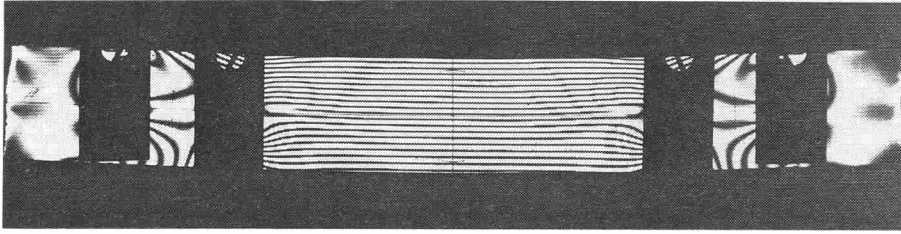


(c) 除荷直後

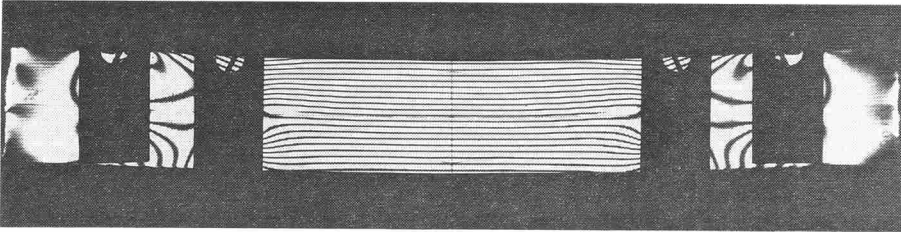


(d) 除荷後300分

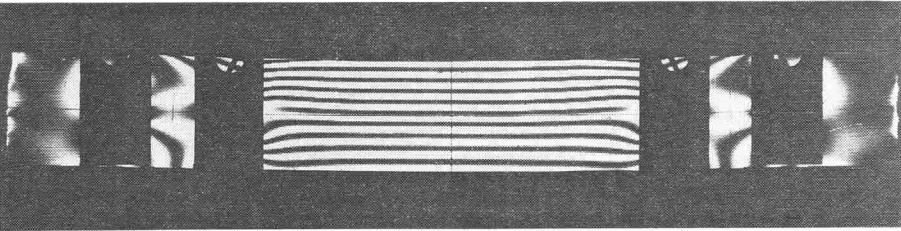
図4.6 真直梁の縞写真, $T_f = 118^\circ\text{C}$



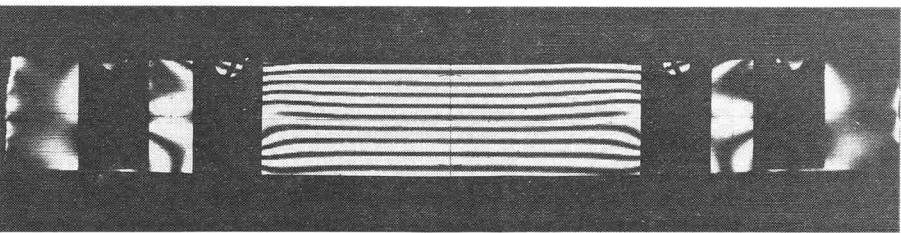
(a) 冷却直前（負荷後1500分）



(b) 除荷直前

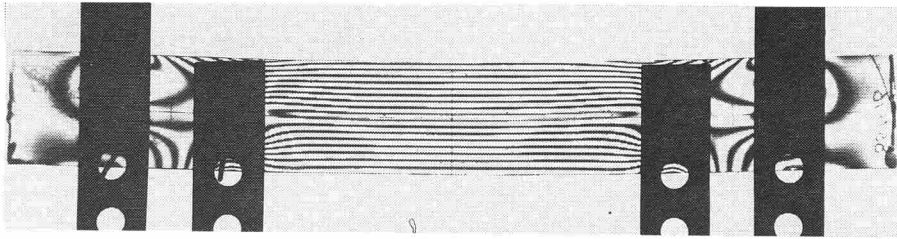


(c) 除荷直後

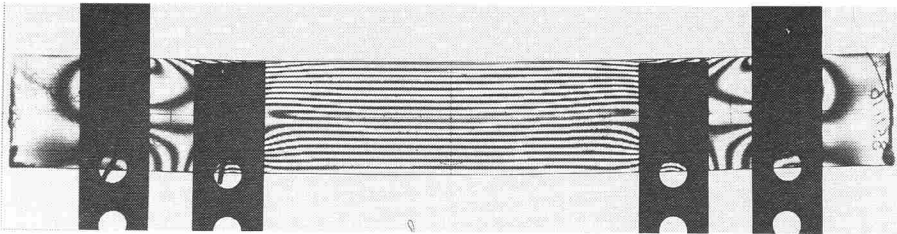


(d) 除荷後100分

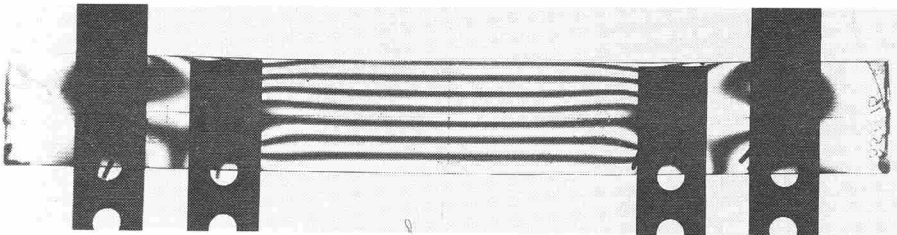
図4.7 真直梁の縮写真， $T_f = 95^\circ\text{C}$ （保持時間1500分）



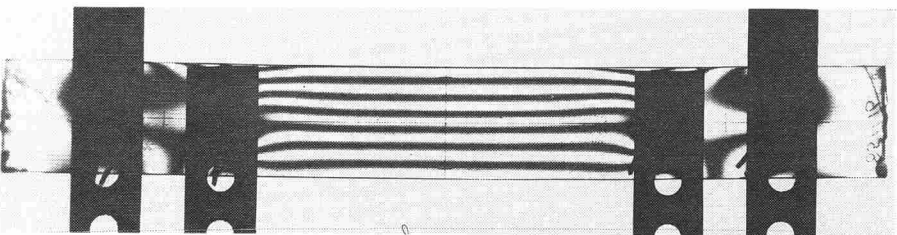
(a) 冷却直前（負荷後400分）



(b) 除荷直前



(c) 除荷直後



(d) 除荷後300分

図4.8 真直梁の縞写真， $T_f = 95^\circ\text{C}$ （保持時間400分）

は、クリープ回復が生じないためクリープ回復過程に対応する縞写真を省略した。

これらの縞写真は、暗視野と明視野に対するものであるが、これらの外に Tardyの補償法⁶⁾を応用し、 $(N+0.25)$ 次及び $(N+0.75)$ 次 ($N=0, 1, 2, \dots$)に対応する縞模様を撮影した。

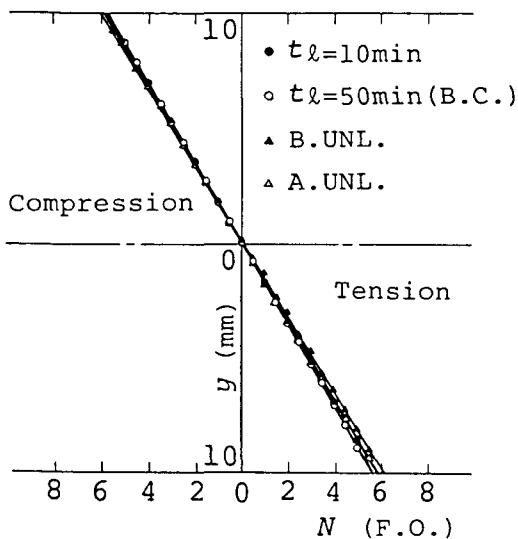
これらの縞写真を視察し、縞模様の変化を比較すると、次の三つの特徴があることがわかる。

- (1) 凍結温度 T_f を転移領域下限以上にとった場合、冷却前と除荷後の縞模様には大きな相違は生じない。
- (2) T_f をガラス状領域にとった場合には、除荷前と除荷後の縞模様に大きな差異が生じる。
- (3) 除荷後のクリープ回復による縞模様の変化は比較的少ない。

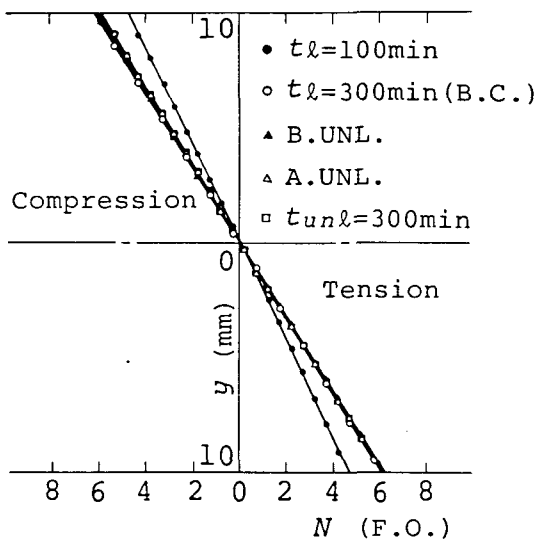
ここで、これらの縞写真から真直梁のたわみを比較する。真直梁のたわみは、凍結温度 T_f をガラス状領域にとった場合、 T_f が転移領域下限以上の場合と比べ、明らかに少ないことがわかる。すなわち、凍結温度をガラス状領域にとる応力凍結熱処理法は、モデルの大変形を防止する有効な方法であることがわかる。

図4.9に縞写真から得た梁断面上での縞次数分布を示す。いずれの場合にも、縞次数分布はほとんど直線になっており、応力と縞次数の関係は線形的であることがわかる。また、これらの縞次数分布を比較すると、前述の特徴が一層明確となる。ガラス状領域においては、モデル材料のクリープ性から考えて、保持時間が光弾性縞挙動に影響を及ぼすことが予想される。実際に、冷却前と除荷後の縞次数の割合を比較すると、図4.9(c)、(d)には若干の差があり、保持時間の長い場合が除荷後に残留する縞次数の割合は大きくなっている。上述の特徴とは別に、引張応力側と圧縮応力側とで、縞次数にわずかな相違があることを注意しておく。

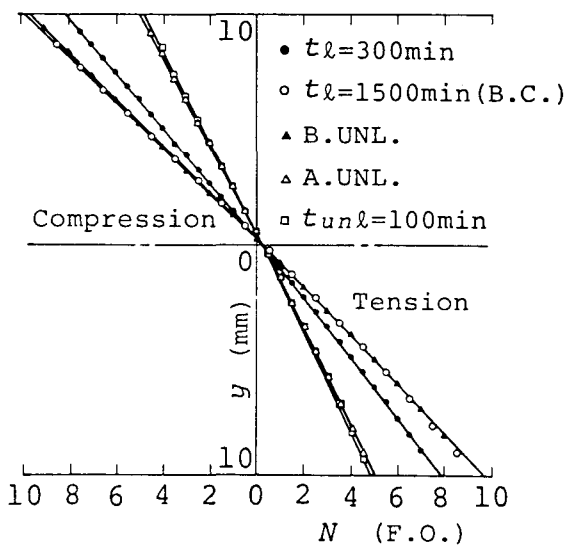
以上の実験結果は、凍結温度を転移領域内の下限付近にとる応力凍結法が可能であることを表し、また凍結温度をガラス状領域にとる場合、西田ら⁵⁾の報告にあるような長い保持時間を必ずしも必要としないことを示唆している。



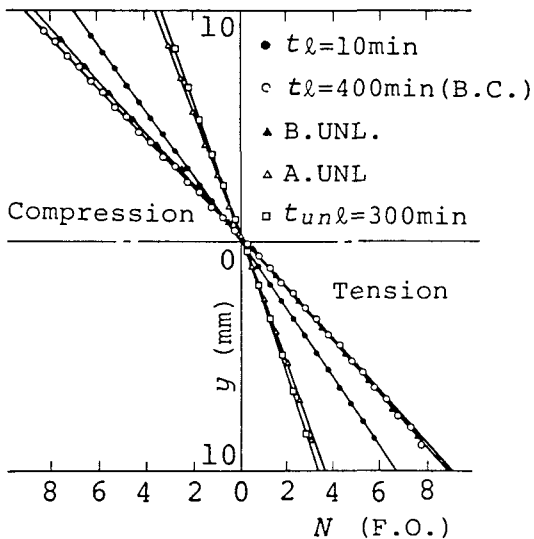
(a) $T_f = 135^\circ\text{C}$



(b) $T_f = 118^\circ\text{C}$



(c) $T_f = 95^\circ\text{C}$ (保持時間1500分)



(d) $T_f = 95^\circ\text{C}$ (保持時間400分)

図4.9 真直梁断面上での繰回数分布

B.C.; 冷却直前 B.UNL.; 除荷直前

A.UNL.; 除荷直後 t_l ; 負荷後の経過時間

t_{unl} ; 除荷後の経過時間

4.3.2 冷却過程における光弾性縞挙動

真直梁の応力凍結実験により得られた冷却中の光弾性縞挙動に関する実験結果を示し、縞挙動に及ぼす凍結温度、保持時間及び冷却速度の影響について検討する。

はじめに凍結温度を転移領域下限より高い温度にとった場合について述べる。ここで示す実験結果は市販のエポキシ樹脂板を用いたときの実験結果である。なお、このエポキシ樹脂の転移領域は約112~127℃である。図4.10から図4.13は、各凍結温度 T_F に対する冷却中の光弾性縞挙動である。これらの図において、縞挙動は便宜上光弾性感度 α の変化として表されている。ただし、 α は前述した様な梁断面上の縞次数分布から、両縁における縞次数 N を外挿し、式(4.2)を書き換えた式

$$\alpha = \frac{N h^2}{6 M} \quad (4.3)$$

によって求めた。したがって、 α の値はクリーブ試験によって求められた光弾性感度とは異なるものである。

図4.10は、凍結温度 T_F において光弾性効果すなわち縞次数がほぼ飽和値に達してから、冷却速度8℃/hで応力凍結したときの α の変化を示す。 α は温度降下にとともない直線的に増加し、 α の変化は転移領域下限近くで緩やかになり、100℃付近で安定する。 α の変化は T_F が高いほど大きく、たとえば $T_F = 135^\circ\text{C}$ の場合に α が8.5%増加しているのに対し、 $T_F = 115^\circ\text{C}$ から冷却したときは2%の増加となっている。それぞれの凍結温度に対する α の変化を示す曲線は、ほとんど重なり合っている。3.5節で述べたように、転移領域において、光学的クリーブがほとんど平衡状態に達したときの光弾性感度は、ほぼ絶対温度に逆比例する。これから推測すると、上述のような冷却中における α の変化は、冷却中に光学的クリーブが進行し、その結果、より高い光弾性感度に達するためと考えられる。

図4.11は保持時間が冷却中の α に及ぼす影響を示す。いずれの場合も、8℃/hで冷却したときの α の変化である。冷却過程全体にわたって、長時間保持した場合(L)が短時間保持した場合(S)よりわずかに高い α を示し、保持時間の相違は冷却中の α の増加量に影響を及ぼさないことがわかる。ここで示した結果は、保持時間が短い場合

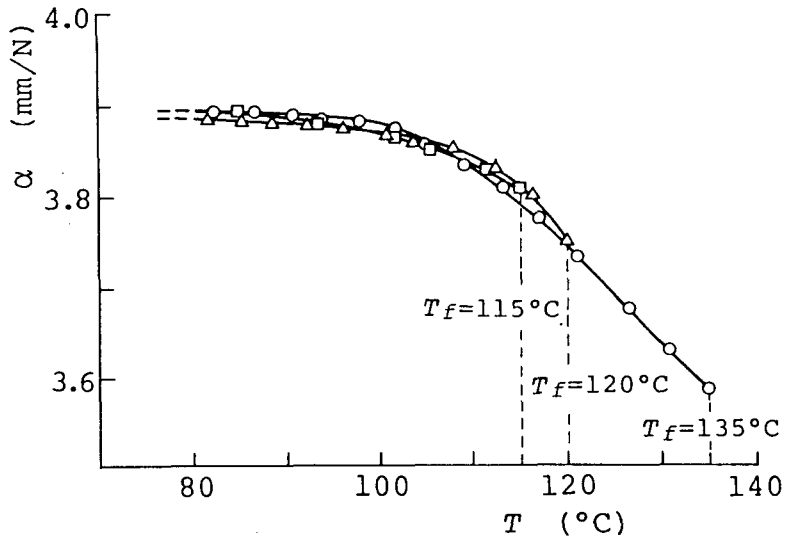


図4.10 冷却中の光弾性縮率動（凍結温度 T_f の影響）

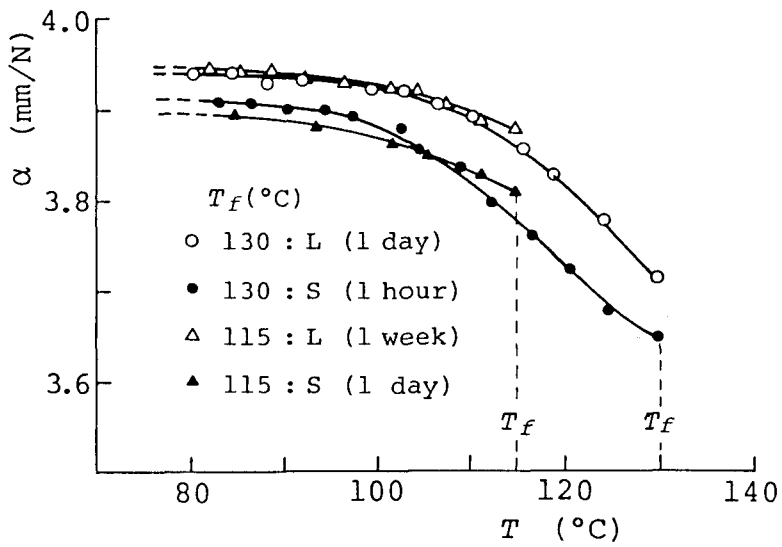
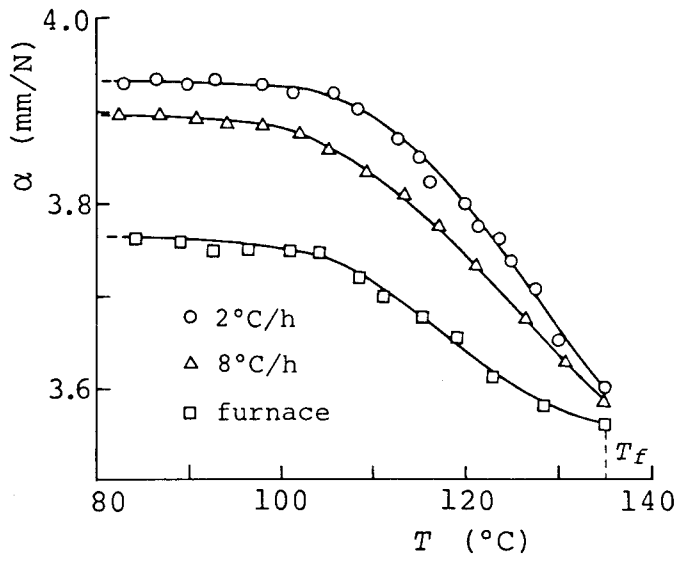
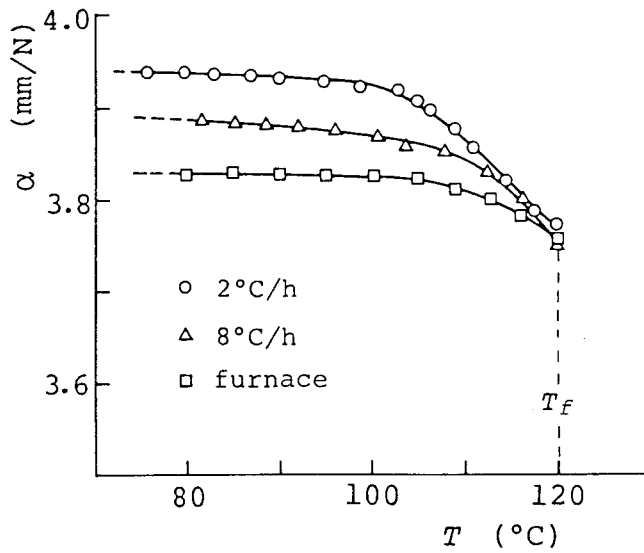


図4.11 冷却中の光弾性縮率動（保持時間の影響）



(a) $T_f = 135^\circ\text{C}$



(b) $T_f = 120^\circ\text{C}$

図4.12 冷却中の光弾性縮挙動 (冷却速度の影響)

も、 T_f で得られる光弾性感度がほぼ飽和値に達した場合であるため、保持時間の影響が表れなかったものと考えられる。しかしながら、仮に保持時間を短くし、飽和値よりかなり低い光弾性感度に達したとき冷却し始めるとすれば、冷却中の α の変化に保持時間の影響が表れるものと推察される。これは、保持時間の短縮、ひいては応力凍結熱処理時間の短縮という観点から更に検討すべき課題である。

図4.12は、凍結温度 T_f が135℃と120℃の場合に、それぞれの T_f で得られる光弾性感度がほぼ飽和値に達した後、冷却速度を2℃/h、8℃/h及び炉冷で、真直梁モデルの応力凍結実験を行ったときの光弾性縞挙動を示す。図4.12(a)、(b)いずれにおいても、冷却速度が遅いときに α の変化が大きくなっている。これは、冷却速度が遅くなるほど光学的クリープの最も激しい転移領域下限付近にモデルがさらされる時間が長くなり、この間にクリープが徐々に進行するためと考えられる。しかし、2℃/hと8℃/hのときの冷却後の縞模様には大きい相違はないことから、冷却速度がある程度遅ければ、凍結後の縞模様に及ぼす冷却速度の影響は少ないといえる。したがって、凍結温度 T_f が転移領域下限 T_i より高く、かつ冷却速度がある程度遅ければ、 T_f によらず T_i 付近で得られる最大の光弾性効果に対応する縞模様が凍結されるものと推測される。

図4.10から図4.12に示した冷却中の α の変化は、全て引張応力側の縞次数から求めた実験結果であるが、引張応力側と圧縮応力側との縞挙動に若干の相違が認められた。ここで、引張応力側の α を α_t 、圧縮応力側の α を α_c とし、図4.13に α_t と α_c の変化を示す。これは T_f が135℃、冷却速度が8℃/hの場合である。 α_t と α_c の変化には若干の違いが認められるが、凍結後における α_t と α_c の差はわずかである。他の応力凍結実験についてもほぼ同様な傾向がみられた。

Aoki⁷⁾の報告においても、 α_t と α_c の挙動に差異があることが示されているが、 α_t と α_c が逆転する温度が本研究結果と少し異なっている。この点については更に追求すべき課題であるが、応力凍結実験の精度向上の観点からは、引張応力と圧縮応力とに対する光弾性縞挙動に相違が存在する事実にも注意が必要である。

以上の凍結実験結果から、凍結温度を転移領域内の下限近くにとれば、ゴム状弾性領域で得られる光弾性感度よりも高い値が得られ、冷却中の縞模様の変化もほとんど

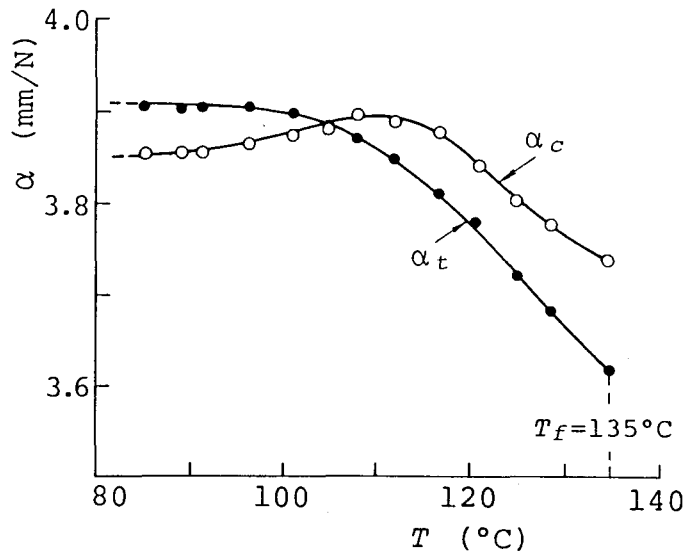


図4.13 冷却中の光弾性縮挙動（引張応力側と圧縮応力側の比較）

なく、縞模様の変化に及ぼす冷却速度の影響を最小限にとどめることができるものと考えられる。一方、従来の方法のように凍結温度をゴム状弾性領域にとる場合には、冷却中の縞模様の変化に留意する必要がある。したがって、冷却中に光弾性感度が変化するので、凍結温度 T_f での光弾性感度を求めるのみでは、応力解析の実験精度が低下することに注意すべきである。

これまでは、 T_f が転移領域下限 T_1 より高い場合の冷却過程における光弾性縮挙動について述べた。ここで、比較的緩やかなクリープを示すガラス状領域の温度に T_f をとった場合の冷却中の縮挙動について述べる。図4.14は、 T_f が 95°C 及び 85°C 、保持時間3000分と1500分で、いずれも冷却速度 $8^\circ\text{C}/\text{h}$ で、曲げを受ける真直梁モデルを応力凍結したときの実験結果である。この場合、冷却中に α は変化しない。これは、図4.7に示した写真のように、冷却直前と除荷直前の縞模様にはほとんど相違が生じていないことから明らかである。ガラス状領域では T_f が低ければ低いほど光弾性感度は低く、しかも光学的クリープがより緩やかであるので、ゴム状弾性領域から冷却する場合のようなクリープの影響をほとんど受けない。また、保持時間が比較的長いた

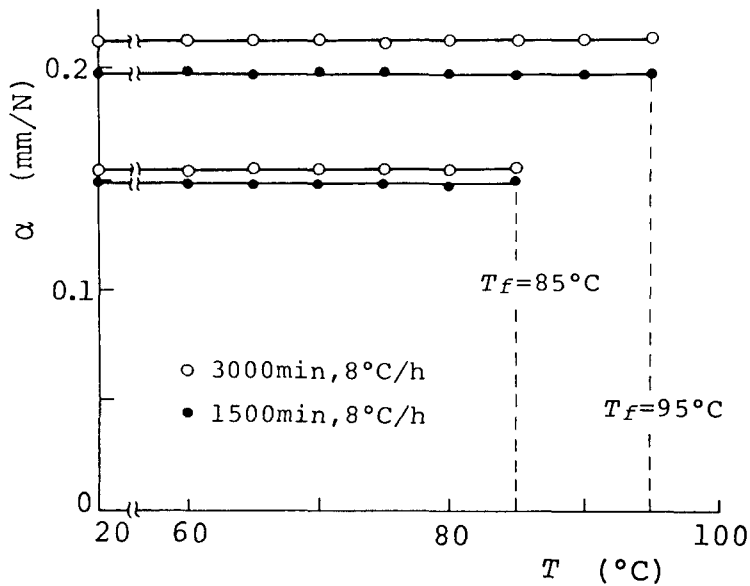


図4.14 冷却中の光弾性縮挙動 ($T_f < T_i = 115^\circ\text{C}$)

め、光学的クリープはほぼ平衡状態に達している。以上のことから、冷却中の縮変化が観察されない理由が理解される。

4.3.3 除荷後のクリープ回復と凍結率

転移領域やガラス状領域で負荷されたエポキシ樹脂モデルには、光学的クリープと力学的クリープが生じ、光弾性効果及び変形は時間とともに増加する。そして、モデルを冷却することによって、この増加した光弾性効果と変形が凍結される。しかし、室温における除荷とこれに続いて起こる回復現象すなわちクリープ回復により、光弾性効果及び変形の一部は消失する。したがって、冷却前と除荷後の光弾性縮模様や変形に相違が生じる。

転移領域においては、顕著な光学的及び力学的クリープが現れるが、これらのクリープが平衡状態に達したときの光弾性感度や弾性係数は、室温におけるそれらの値と比較して極端に異なる。たとえば、室温における光弾性感度は転移領域内の温度における値の約1/40である。したがって、冷却過程における光弾性縮模様の変化を無視す

れば、除荷によって縞次数は2.5%減少するのみである。同様に、除荷後のクリープ回復による縞次数の減少はわずかしか生じないといえる。実際、図4.6の縞写真及び図4.9(b)の縞次数分布から、除荷やクリープ回復による縞模様の変化はわずかであることがわかる。

ガラス状領域においては、クリープは転移領域下限付近におけるほど著しくなく、光弾性感度や弾性係数は室温における値に較べ、極端な差を生じない。したがって、凍結温度をガラス状領域にとる場合には、凍結される縞模様や変形に及ぼす室温における除荷及びクリープ回復の影響が考慮されねばならない。図4.15は真直梁を応力凍結したときの除荷による縞次数の減少、及び除荷後に生じる縞次数の変化すなわち光学的クリープ回復を示す。縦軸は冷却直前の縞次数 N_{max} に対する除荷した後の縞次数 N_{ut} の比率であり、 t_{ℓ} は凍結温度 T_f での保持時間を示す。横軸は除荷後の経過時間を示し、 $t = 0$ の軸上が除荷直後を表す。この図から、

- (1) 縞次数は除荷により大きく減少する、
- (2) 除荷による縞次数の減少は凍結温度と保持時間に大きく影響される、
- (3) 除荷後の光学的クリープ回復は比較的少ない、
- (4) 光学的クリープがほぼ平衡状態に達しておれば、光学的クリープ回復に及ぼす保持時間及び冷却速度の影響は比較的少ない

ことがわかる。

ここで、変形挙動について検討する。図4.16は、凍結温度 T_f をガラス状領域にとり、冷却速度を $8^{\circ}\text{C}/\text{h}$ とし、保持時間 t_{ℓ} を2種類にとって、U字形曲り梁を応力凍結実験したときの除荷後の力学的クリープ回復を表す。 δ_{ut}/δ_{max} は冷却直前のたわみ δ_{max} に対する除荷後に残留しているたわみ δ_{ut} の比率である。 N_{ut}/N_{max} は前に述べたと同様に光学的クリープ回復を示す。 δ_{ut}/δ_{max} が N_{ut}/N_{max} より大きい値を示すが、これは T_f における力学的クリープと光学的クリープの増加割合に相違があるためである。 T_f は δ_{ut}/δ_{max} 、 N_{ut}/N_{max} の値に大きい影響を与える。これは T_f が高いほど弾性係数が低く、逆に光弾性感度は高くなるため、除荷に伴う変形の回復や縞次数の減少量が少なく、したがって、凍結温度 T_f が高いほど δ_{ut}/δ_{max} や N_{ut}/N_{max} の値は大きくなる。同様な理由により、保持時間が長いほど

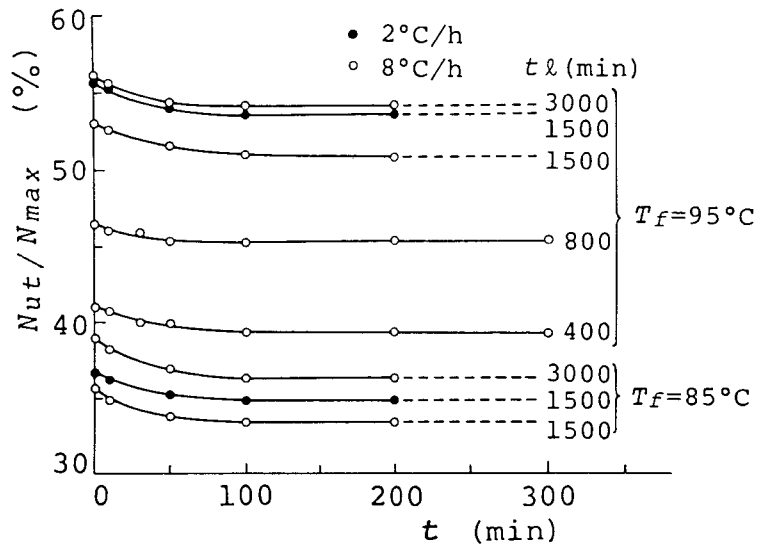


図4.15 除荷後の光学的クリープ回復 ($T_f < T_i = 115^\circ\text{C}$)

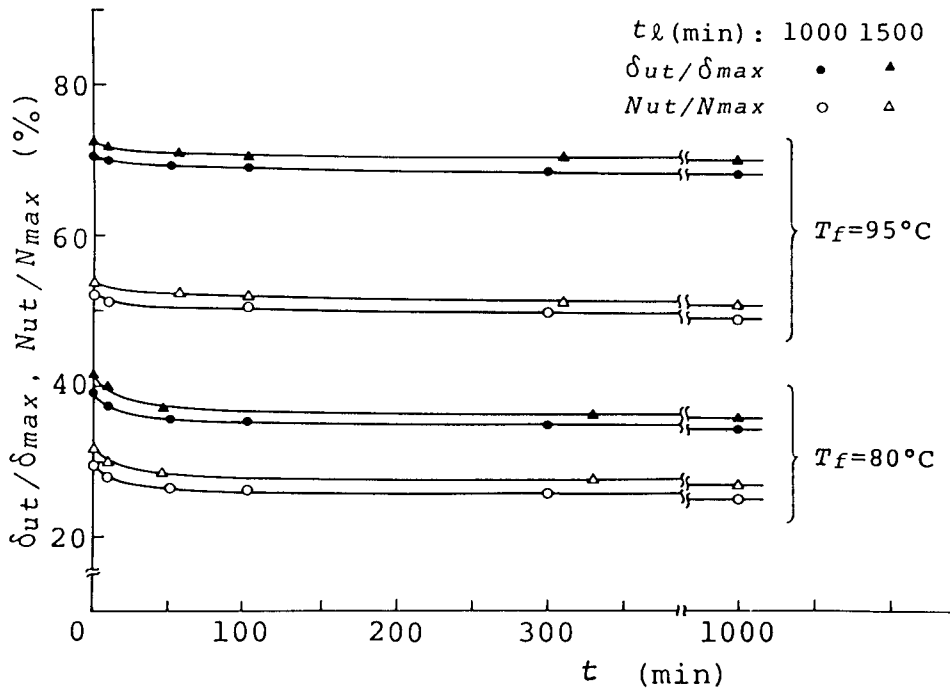


図4.16 除荷後の光学的クリープ回復と力学的クリープ回復 ($T_f < T_i = 115^\circ\text{C}$)

$\delta_{ut} / \delta_{max}$, N_{ut} / N_{max} の値は大きくなる。しかし、 T_f におけるクリープが定常クリープに達し、クリープ速度が遅くなると、弾性係数や光弾性感度はほとんど変化しなくなる。したがって、保持時間がある程度長ければ、それ以上長くしても $\delta_{ut} / \delta_{max}$, N_{ut} / N_{max} の値はほとんど増加しない。力学的クリープ回復と光学的クリープ回復の特性の類似性から、力学的クリープ回復に及ぼす冷却速度の影響は少ないと考えられる。一方、凍結温度を転移領域下限より高い温度にとった場合については、単軸引張試験片を応力凍結し、除荷後の伸びを測定した結果、力学的クリープ回復はほとんど生じないことを確かめた。

ここで、冷却過程における変形挙動について少し触れる。上述のU字形曲り梁及び引張試験片の冷却前と冷却後のたわみあるいは伸びを比較し、冷却中の総変形量を推定した。凍結温度 T_f をゴム状弾性領域にとった場合に、変形量は約5%増加していた。これは、縞次数の増加にほぼ対応するものである。 T_f をガラス状領域にとった場合には、変形量は冷却中にほとんど変化しないことを確かめた。

凍結温度をガラス状領域にとる場合には、除荷及びクリープ回復によって縞次数が大きく減少することを示した。ここで、凍結率すなわち冷却直前の縞次数 N_{ℓ_0} に対する除荷後最終的に残留する縞次数 N_{u_0} の比率 N_{u_0} / N_{ℓ_0} について述べる。図4.17は真直梁の凍結実験によって得られた凍結率(N_{u_0} / N_{ℓ_0})と凍結温度 T_f の関係を示す。 N_{ℓ_0} は前述の N_{max} と一致する。 N_{u_0} はクリープ回復が平衡状態に達したときの縞次数を示す。この図から凍結温度 T_f が凍結率に最も大きく影響を及ぼすことがわかる。これは、光弾性感度が高くなるほど凍結される縞次数が増加することを意味する。これはまた、 T_f での保持時間が長いとき、少し高い凍結率を示すことから説明できる。しかし、ここで示した保持時間と冷却速度は、前述の冷却中の縞挙動やクリープ回復に余り影響を及ぼさないと同様に、凍結率にもわずかな影響しか与えない。したがって、凍結温度をガラス状領域にとる応力凍結法では、クリープがほぼ平衡状態に達しておれば、長時間保持の効果は期待できない。ここで、比例限度と凍結率を考慮して、最終的に凍結される縞次数を概算すると、 T_f が80~90℃の場合、単位厚さ当たり0.75次程度である。これは通常の応力凍結法によって得られる縞次数の約1/2であるが、凍結される変形は約1/6である。

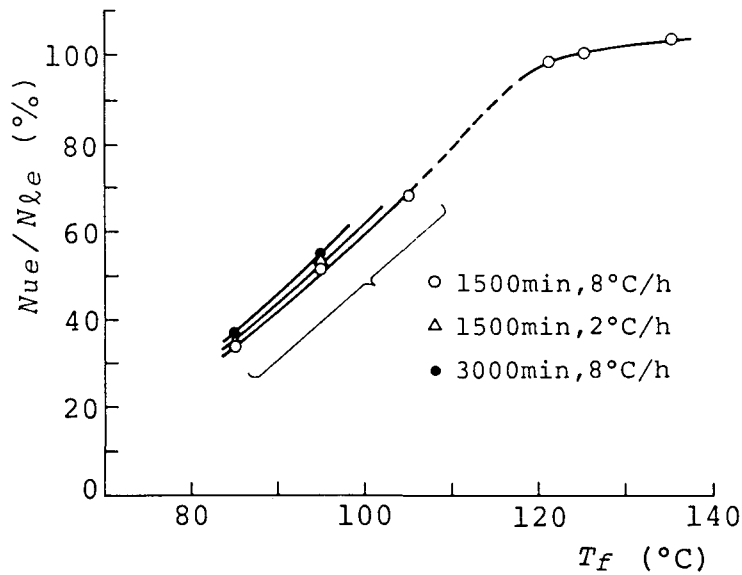


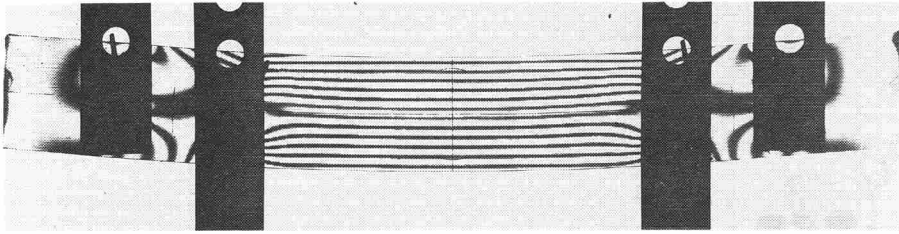
図4.17 凍結率 N_{ue}/N_{le} と凍結温度 T_f の関係

光弾性縮次数に対すると同様に，変形に対する凍結率を考える。図4.16において，たとえば，除荷後1000分のときには，クリープ回復は平衡状態に達しており，このときの δ_{ut}/δ_{max} の値がたわみの凍結率を表す。この値と同時刻における N_{ut}/N_{max} の値を比較すると，明らかに δ_{ut}/δ_{max} の方が大きい。したがって，変形に対する凍結率が縮次数に対する凍結率より大きくなる。これは3.5節で述べた光学的クリープよりも力学的クリープの増加割合が大きいことに符合する。更に，上述のことから，除荷した後，最終的にモデルに残留する縮次数と変形とから求められる見かけの光弾性感度と弾性係数の積，すなわち見かけの適性係数は，冷却前の値より小さくなる。これについては5.2節で詳しく述べる。

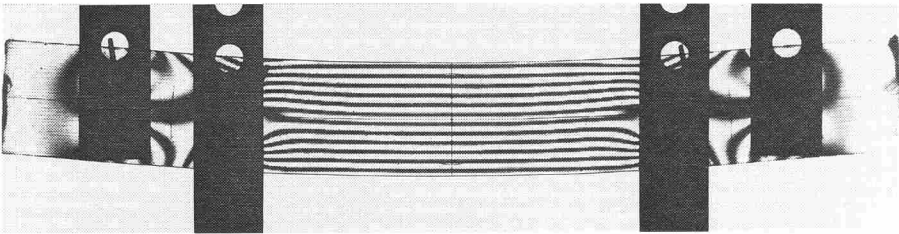
4.3.4 スライスの影響

実際の応力凍結法では，三次元モデルを応力凍結し，除荷した後薄片にスライスする。4.1節で述べたように応力凍結法における必要条件の一つは，このような機械加工が凍結された縮模様に影響を及ぼさないことである。

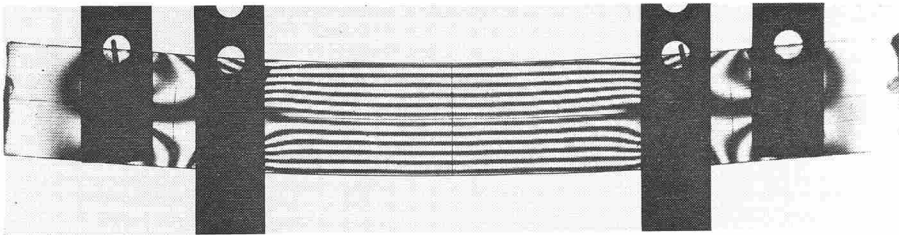
図4.18は，凍結温度120°C，保持時間1200分，冷却速度8°C/hで，図4.19は，凍結



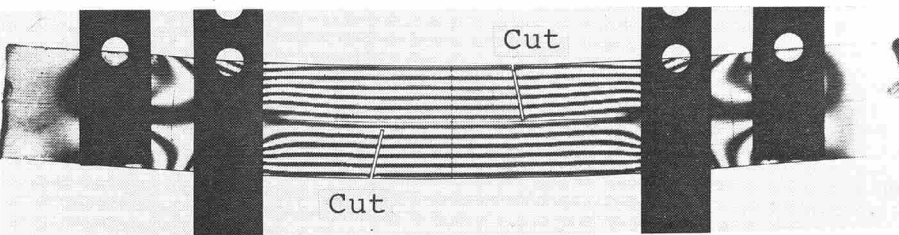
(a) 冷却直前（負荷後1200分）



(b) 除荷直前

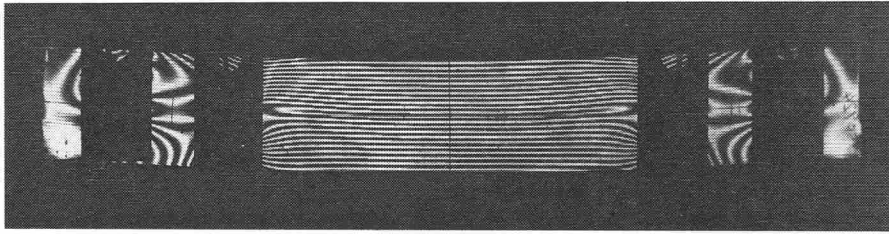


(c) 除荷直後

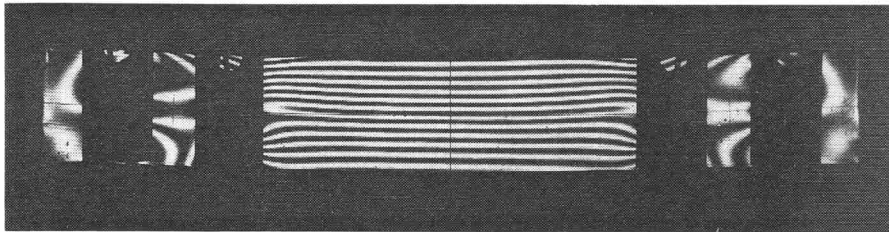


(d) 切込み直後

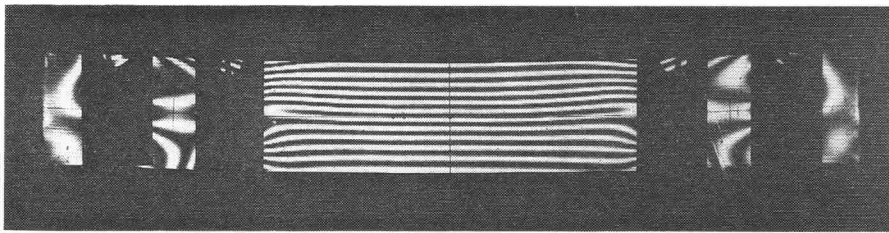
図4.18 真直梁の縞写真（切込みの影響）， $T_f = 120^\circ\text{C}$



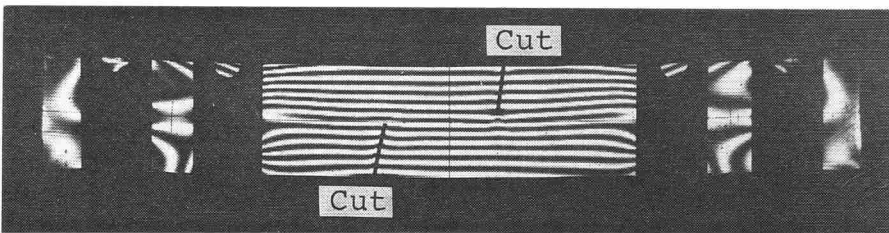
(a) 除荷直前



(b) 除荷直後



(c) 除荷後100分



(d) 切込み直後

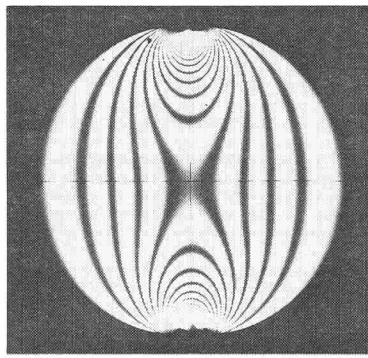
図4.19 真直梁の縞写真（切込みの影響）， $T_f = 95^\circ\text{C}$

温度95℃，保持時間1500分，冷却速度8℃/hで，それぞれ応力凍結実験したときの縮写真である。凍結温度 $T_f = 120^\circ\text{C}$ の場合には除荷後30分経過してから，また $T_f = 95^\circ\text{C}$ の場合には除荷後100分経過してから，糸鋸でモデルに注意深く切込みを入れた。切込みを入れた直後の縮写真は，写真(d)であり，切込みによる縮模様への影響がほとんど認められない。したがって，このことは応力凍結した後，クリープ回復が安定したときのスライスが縮模様の変化を生じさせないことを示す。

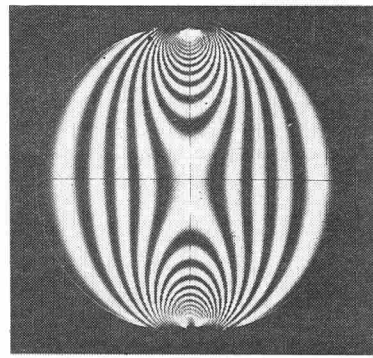
4.3.5 二軸応力状態への適用例—円板の応力凍結実験

光学的クリープ回復に関する実験結果すなわち図4.15において，凍結温度が95℃の場合には比較的短い保持時間に対する実験結果を示したが，保持時間の長い場合に比べて，残留する縮次数はかなり低くなった。しかしながら，保持時間の長短は，除荷後の光学的クリープ回復による縮次数の変化にあまり影響を与えなかった。そこで，更に保持時間を短くした場合の縮挙動について検討する。図4.20及び図4.21は，直径方向圧縮を受ける円板を，それぞれ転移領域内の下限近く ($T_f = 115^\circ\text{C}$) 及びガラス状領域の温度 ($T_f = 90^\circ\text{C}$) に凍結温度をとり，冷却速度8℃/hで凍結実験したときの縮写真と水平直径上における縮次数分布図である。図4.22は $T_f = 90^\circ\text{C}$ ，冷却速度2℃/hで応力凍結したときの縮写真と縮次数分布である。

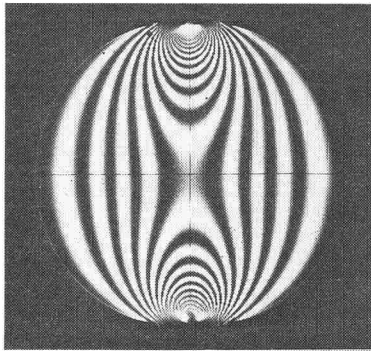
縮次数の分布は，冷却前，冷却後，さらに除荷前後においていずれも相似関係にあり，これらの縮次数分布は弾性論から得られる主応力差の分布⁸⁾と相似である。すなわち，二軸応力状態においても，応力と縮次数の関係は線形性を保持していることを示す。冷却速度の影響，スライスの影響など更に詳しい研究が必要であるが，上述の結果はここで示したような，かなり短い保持時間での応力凍結法が可能であることを示唆する。



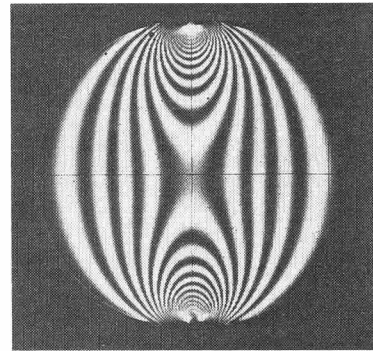
(a) 負荷後60分



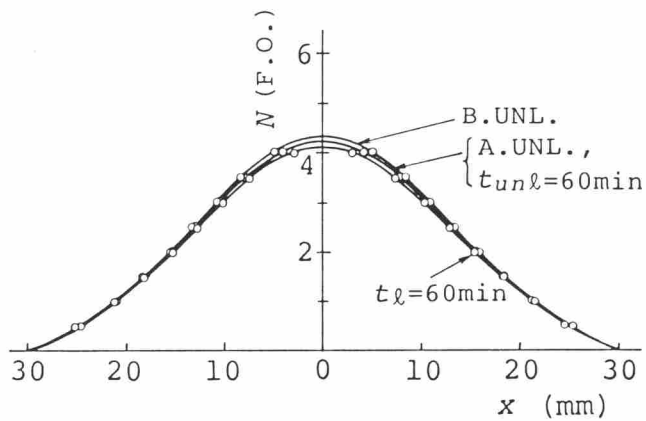
(b) 除荷直前



(c) 除荷直後

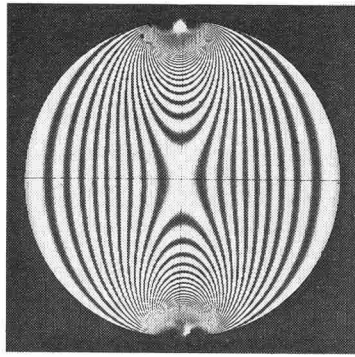


(d) 除荷後60分

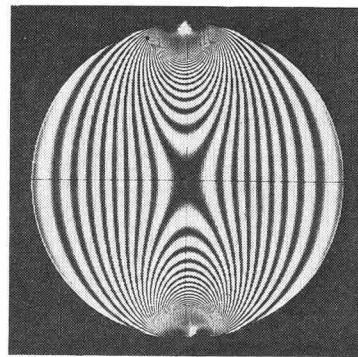


(e) 縞次数分布

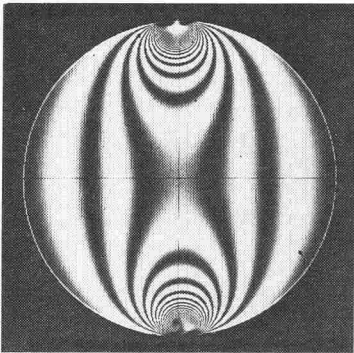
図4.20 円板の縞写真と縞次数分布 ($T_F = 115^\circ\text{C}$, 保持時間60分)



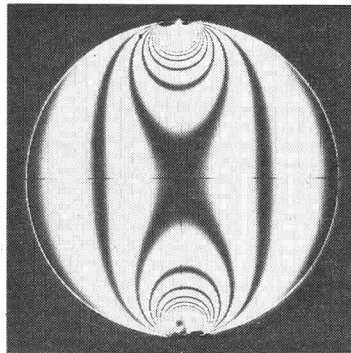
(a) 負荷後60分



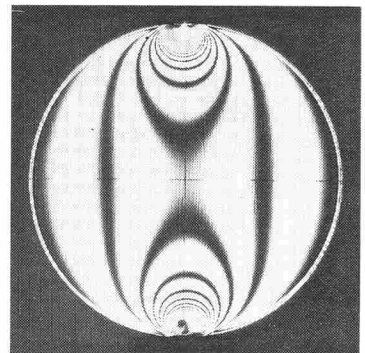
(b) 除荷直前



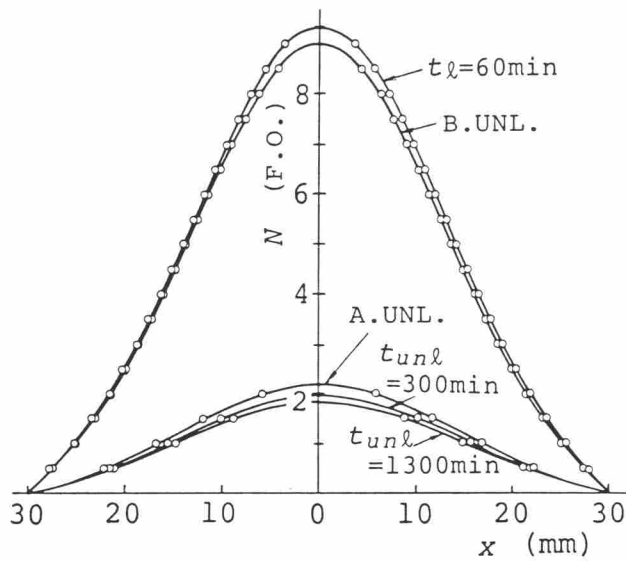
(c) 除荷直後



(d) 除荷後300分

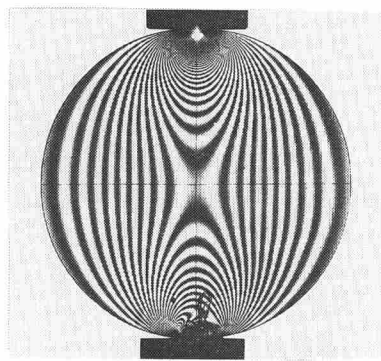


(e) 除荷後1300分

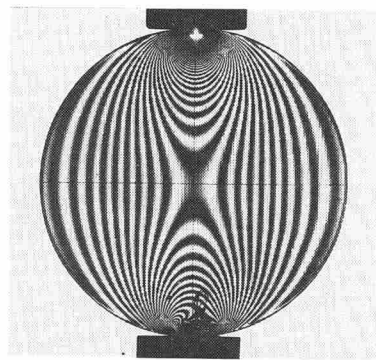


(f) 縞次数分布

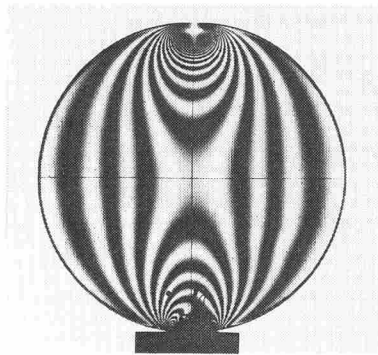
図4.21 円板の縞写真と縞次数分布 ($T_f = 90^\circ\text{C}$, 保持時間60分)



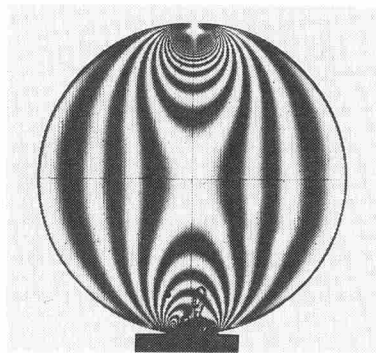
(a) 負荷後300分



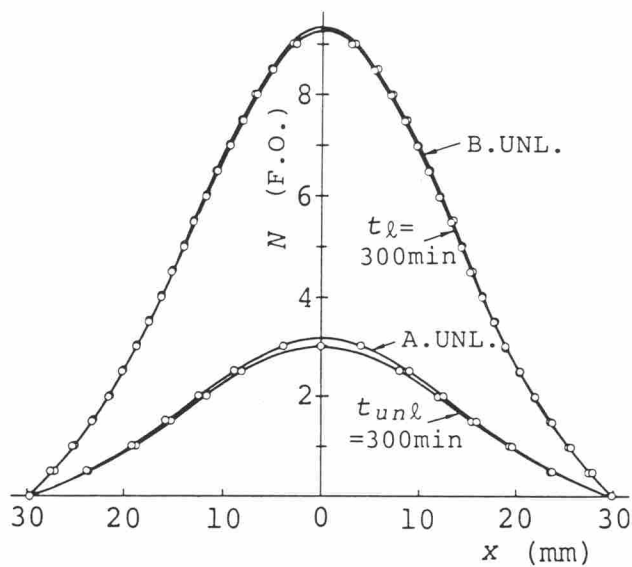
(b) 除荷直前



(c) 除荷直後



(d) 除荷後300分



(e) 縞次数分布

図4.22 円板の縞写真と縞次数分布 ($T_f = 90^\circ\text{C}$, 保持時間300分)

4.4 結 言

本章では、凍結温度を転移領域及びガラス状領域にとる応力凍結熱処理法に関し、凍結熱処理過程及び除荷後の光弾性縮挙動と変形挙動を調べた。その結果、凍結温度を転移領域内にとっても応力凍結が可能であることが明らかになった。また、ガラス状領域での応力凍結法はモデルの大変形を防止する有効な方法であることを確かめ、さらに種々の凍結実験条件を吟味した。

実験結果を要約すると次のようになる。

I. 冷却過程における光弾性縮挙動及び変形挙動

- (1) 凍結温度を転移領域下限より高くとる場合、冷却中に縮次数及び変形は増加し、凍結温度が高いほど増加割合は大きい。クリープがほぼ平衡状態に達しておれば、冷却中の縮挙動に及ぼす保持時間の影響はほとんどなく、冷却速度が遅いほど冷却中の縮次数の変化が大きい。最終的に凍結される縮模様は、凍結温度によらず転移領域下限付近で得られる最大光弾性効果に対応する。
- (2) 凍結温度をガラス状領域にとる場合、クリープがほぼ平衡状態に達しておれば、凍結温度、保持時間、冷却速度にかかわらず、縮模様及び変形は冷却中にほとんど変化しない。

II. クリープ回復と凍結率

- (1) 凍結温度が転移領域下限以上であれば、除荷による縮次数の減少や変形の回復及び除荷後に起こる光学的・力学的クリープ回復はほとんど無視できる。凍結率は100~105%であり、温度が高いほど大きい。
- (2) 凍結温度をガラス状領域にとる場合、除荷による縮次数の減少や変形の回復及び除荷後に起こるクリープ回復は、凍結温度に影響される。しかしながら、クリープがほぼ平衡状態に達しておれば、クリープ回復に及ぼす保持時間と冷却速度の影響は比較的少ない。クリープ回復は除荷後3~4時間でほぼ安定する。凍結温度は凍結率に最も強く影響を及ぼす。
- (3) 凍結温度が転移領域上限より35~45℃程度低い場合には、比例限度と凍結率を考え合わせると、最終的に凍結される単位厚さ当りの縮次数は0.75~1.0次

程度である。

Ⅲ. スライスの影響

- (1) 凍結温度が転移領域下限以上であれば、除荷後、直ちにスライスしても縞模様に影響を与えない。
- (2) 凍結温度をガラス状領域にとる場合には、除荷後少なくとも3~4時間経過し、クリープ回復がほぼ平衡状態に達した後にスライスする必要がある。

参 考 文 献

- 1) Schwaighofer, J.; Proc. ASCE, 88(EM6)(1962), 1-12
- 2) 西田, 沢; 光弾性学論文集, 2-1(1980), 31-37
- 3) Nisida, M., Sawa, Y.; Proc. ISP. Tokyo, (1986), 173-178, Springer
- 4) Kishi, T., Kawagoe, H.; Proc. Int. Conf. Exp. Mech. Beijing, (1985), 261-266
- 5) 西田, 沢; 機論, 47-418, A (1981), 611-618
- 6) Dally, J. W., Riley, W. F.; Experimental Stress Analysis, (1978), 426-429, McGraw-Hill
- 7) Aoki, N.; Proc. 20th Jpn. Congr. Mat. Res., (1977), 271-274
- 8) Frocht, M. M.; Photoelasticity, Vol.2,(1961), 125-127, Wiley

第5章 凍結温度を異にする応力凍結熱処理法に関する考察

5.1 緒言

凍結温度を転移領域及びガラス状領域にとる応力凍結熱処理法に関する基礎的資料を得ることを目的として、第3章では、エポキシ樹脂の光弾性的性質及び力学的性質に及ぼす温度と時間の影響を広い温度範囲にわたって明らかにした。第4章では、小型の単純な平面モデルを用いた応力凍結実験により、技術的観点から応力凍結熱処理過程及び除荷後の光弾性縮挙動と変形挙動に及ぼす凍結温度、保持時間、冷却速度などの影響について吟味し、応力凍結法に関する重要な基礎的資料を得た。

実際の三次元モデルを応力凍結する場合、凍結熱処理操作のプログラムいわゆる応力凍結サイクルの決定に当たって、モデル材料の光弾性的性質や力学的性質のみならず、モデル材料の熱伝導率が極めて低いことを十分に配慮しなければならない。三次元モデルの凍結熱処理過程において、モデル内部に温度差が生じると熱応力を誘起し、これが負荷により生じる応力分布を乱すこととなり実験精度を低下させる。このような熱応力の分布状態はモデル内部の温度分布によって異なる。したがって、熱応力による実験精度の低下を防止するため、三次元モデルの形状や寸法に応じた適切な凍結熱処理操作が必要である。特に冷却速度はモデル内部の温度分布に影響を及ぼす最も重要な因子であり、これはまた、凍結熱処理時間の短縮のための重要な因子の一つである。しかしながら、応力凍結実験にあたって、冷却速度は多くの場合経験的に決められているようである^{1)~6)}。三次元モデルの寸法と応力凍結熱処理過程で生じる温度分布に関する基礎資料の集積は、光弾性応力凍結法の応用・発展にとって重要な課題の一つである。

転移領域やガラス状領域に凍結温度をとる場合と、従来のゴム状弾性領域での応力凍結法とでは、応力の凍結機構に明らかな相違があると考えられるが、これについてはこれまで触れなかった。

本章では、凍結温度が転移領域上限以下にあり、モデル材料が完全にはゴム状弾性を呈さない状態における応力の凍結機構に対する西田らの見解^{7), 8), 9)}を示し、これ

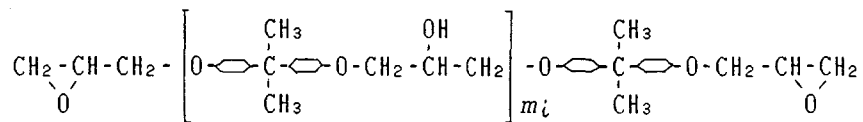
をさらに詳しく考察する。次に、三次元モデルの一例として、エポキシ樹脂中実円柱の凍結熱処理過程で生じる温度分布の測定結果、及び冷却中の温度分布に対する熱応力の概算値を示し、これと負荷により生じる応力とを比較検討して、凍結温度を異にする応力凍結熱処理法について考察する。

5.2 凍結温度が転移領域上限より低い場合の応力凍結機構

2.4 節で、従来の応力凍結法における応力の凍結作用は、凍結用光弾性材料のゴム状弾性状態における二次結合の完全な解離と温度降下による二次結合の再生に基づくものであることを述べた。しかしながら、凍結温度が転移領域上限より低いときには、高分子材料はゴム状弾性を示さず、二次結合は完全に解離された状態にない。したがって、このような場合の応力凍結作用を、上述のようなゴム状弾性状態に対する解釈によって単純に説明することは不合理であり、異なる視点からの解釈が必要である。

凍結温度をガラス状領域にとる応力凍結法における応力の凍結機構に関して、西田ら⁹⁾は、凍結用光弾性材料として使用される Araldite Bを主剤とするエポキシ樹脂の光弾性感度 α と弾性係数 E が、定まった温度(転移領域上限 T_2)における急激な変化でなく、図3.14及び図3.15に示すように、 T_2 より低い、広い範囲の温度変化に対して緩やかに変化する理由について考察している。

Araldite Bは、ビスフェノール A(2,2-ビス(4-ヒドロキシフェニル)プロパン)とエピクロルヒドリンとの結合反応によって生成したポリグリシジルエーテルの付加重合体で、その分子式は

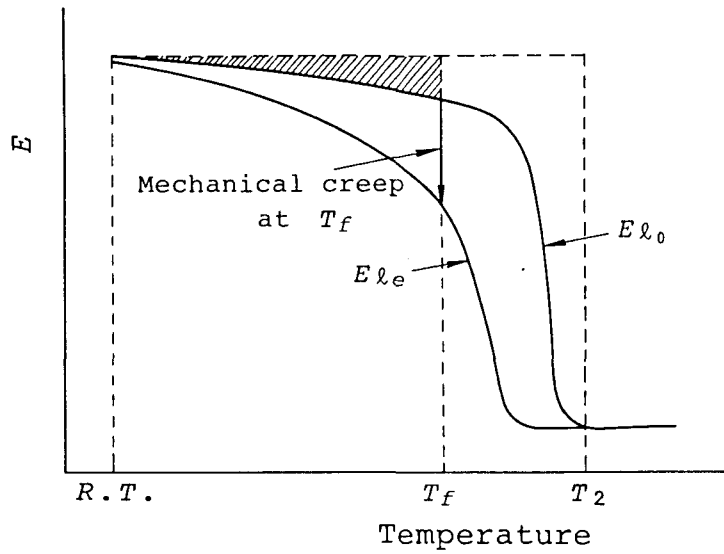


である⁹⁾。両末端のエポキシ基に硬化剤の無水フタル酸が働いて加熱とともに硬化が進み、もし硬化剤が十分であり、加熱と攪拌が均一であれば均一物性のエポキシ樹脂が得られるはずである。しかし、実際には上記の分子式中の重合度を示す m_i の値にすでに分子による差異があり^{9), 10), 11)}、最低 $m_i = 1$ のいわゆるモノマーから、多数、たとえば $m_i = 15$ 程度のポリマーまでと幅広いばらつきをなす。したがって分子量は624~4600の広い範囲にある。高分子材料のガラス転移は平均分子量とともに高くなることが知られている¹²⁾。西田ら⁹⁾は、通常用いられる Araldite B は種々異なる m_i の値の分子の混合体であり、そのため転移領域上限が異なる分子によって構成されていると述べている。この場合、従来単一の転移領域上限として取り扱われてきた

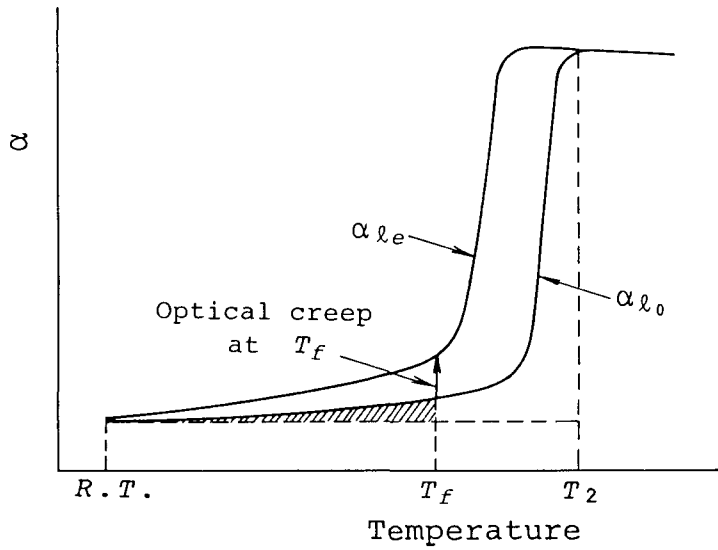
T_2 は、構成体中の最多数の m_i の値に相当する分子の転移領域上限とみなすべきであると、 m_i が 1 に近く、したがって転移領域上限が室温に近いような分子が含まれると考えている。さらに西田らはこのような視点に基づき、転移領域上限 T_2 より低い凍結温度で応力凍結を行う場合には、図5.1(a)に示すように凍結温度 T_f 以下の斜線を施した部分が、すでにこの温度において転移領域上限に達しており、この範囲が凍結作用にあずかるとの見解を述べている。すなわち、斜線を施した部分は T_f 以下の転移領域上限を示す分子から構成されており、凍結温度 T_f においてこれらの分子はゴム状弾性を呈し、温度降下にともないこれらの分子に作用する二次結合が再生するため、 T_f における弾性変形が凍結されると考えることができる。変形の凍結に関すると同様な理由により、図5.1(b)に示すように、光弾性縮挙動すなわち光弾性効果に関する凍結作用を説明することができる。

一方、西田らは、負荷後生じるクリープはガラス質によるものでゴム状弾性の働きではないから、この部分を除外すると述べている。しかし、図4.15及び図4.16に示したように室温における除荷後のクリープ回復は比較的少なく、 T_f におけるクリープによって増加した光弾性縮次数や変形は、それらの一部しか消失しないことを4.3節で述べた。光学的クリープや力学的クリープは光弾性材料の粘性に基づく効果であり、温度上昇とともに粘性は減少する。凍結温度 T_f におけるクリープによって増加した縮次数と変形は、温度降下とともに粘性抵抗の増大する状態で安定化される。したがって、 T_f において負荷された後生じる光弾性効果と変形は冷却とともに凍結され、それらの一部は除荷時及び除荷後に弾性回復力により消失するが、 T_f で得られたゴム状弾性による働き、及びクリープに基づく光弾性効果と変形の一部が最終的に残留すると考えられる。

クリープによる効果は明らかに保持時間の影響を受けるが、図5.1における斜線を施された部分はゴム状弾性による効果であり、 T_f での保持時間の影響を受けないとみるべきである。この観点から、保持時間が短い場合でも、ゴム状弾性による効果は温度降下にともない凍結されると考えられる。この場合、クリープによる光弾性効果の増加は少ないため、明らかに凍結率は低くなる。4.3節で示した短い保持時間による円板の応力凍結実験の結果(図4.22)は、上述の推論の正当性を裏付けるものとい



(a) 変形挙動 (西田らによる⁹⁾)



(b) 光弾性縞挙動

図5.1 凍結温度 T_f が転移領域上限 T_2 以下のときの
応力凍結作用

える。

しかしながら、モデルを T_f で短時間しか保持しないため、モデルは遷移クリープ状態にあり、光弾性効果はモデル内部のわずかな温度差に著しく影響を受け、大きな誤差が生じると考えられる。原理的には、短時間保持による凍結熱処理法が可能であるが、上述の問題点があり、この方法を実用化するにはさらに詳細な検討を要する。

次に、最終的に凍結された縞次数と変形とから得られる見かけの適性係数 $(\alpha E)_{ue}$ と、凍結温度における冷却直前の適性係数 $(\alpha E)_{le}$ 及び凍結率との関係について考察する。光弾性縞次数及び変形に対する凍結率をそれぞれ K_N 、 K_δ とすれば、

$$K_N = N_{ue} / N_{le} = \alpha_{ue} / \alpha_{le} \quad (5.1)$$

$$K_\delta = \delta_{ue} / \delta_{le} = E_{le} / E_{ue} \quad (5.2)$$

ここに、添字 le は負荷後クリープが平衡状態に達したことを表し、添字 ue は除荷後クリープ回復が平衡状態に達したことを表す。 α 、 E はそれぞれ光弾性感度と弾性係数である。見かけの適性係数 $(\alpha E)_{ue}$ は、式(5.1)、(5.2)から

$$(\alpha E)_{ue} = \alpha_{ue} \cdot E_{ue} = (K_N \cdot \alpha_{le}) \cdot (E_{le} / K_\delta)$$

したがって、

$$(\alpha E)_{ue} = (\alpha E)_{le} \cdot (K_N / K_\delta) \quad (5.3)$$

となる。

凍結温度 T_f が転移領域下限 T_1 より高かつクリープが平衡状態に達しておれば、 $K_N = K_\delta$ であり、凍結前後の適性係数は等しい。 T_f が T_1 より低いガラス状領域にある場合、4.3節で述べたように $K_N < K_\delta$ である。この事実と式(5.3)とから、見かけの適性係数 $(\alpha E)_{ue}$ は冷却直前の値 $(\alpha E)_{le}$ より小さくなることが理解される。図5.2は上述のことを図示したものである。なお、西田ら⁹⁾は、転移領域上限 T_2 より約50℃低い温度 T_m に適性係数 $(\alpha E)_{ue}$ の最大値が存在することを報告した。しかしながら、縞次数に対する凍結率がかかなり低いため、実際に応力凍結された三次元モデルのスライス片に現れる縞次数は、第3章及び第4章に示した実験結果から推測すると、

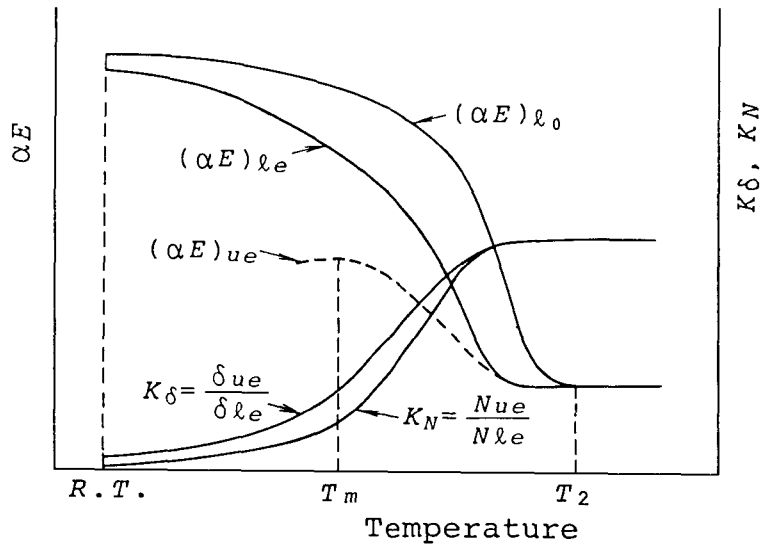


図5.2 凍結率 K_N , K_δ 及び凍結前後の適性係数 αE の温度依存性

T_m 付近では単位厚さ当たり0.5次程度となり、繰り数の測定精度を高くしない限り、最適な凍結温度とはいえない。したがって T_f をガラス状領域にとる場合、より高い繰り数を得るためには、適性係数 $(\alpha E)_{u_e}$ の最大値が得られる温度 T_m より 10°C 程度高い温度、すなわち転移領域上限 T_2 より 40°C 程度低い温度に凍結温度を選ぶ方が望ましいと考えられる。

5.3 凍結熱処理過程における三次元モデル内の温度分布と熱応力

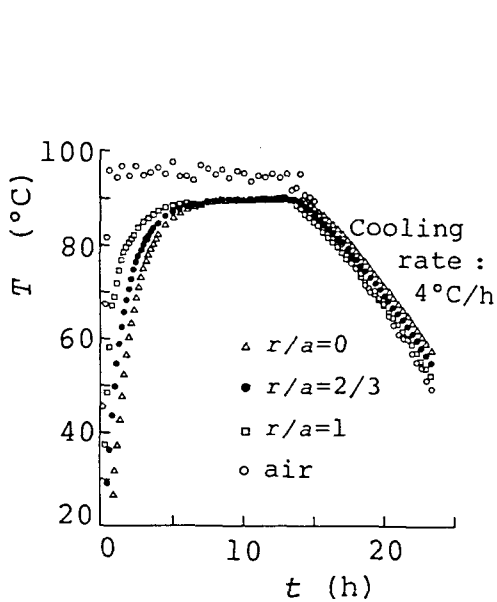
普通の応力凍結法では、凍結用モデル材料のゴム状弾性領域で三次元モデルに負荷された後冷却される。この際、モデル内部の温度差に起因する熱応力の防止が必要であり、そのため適切な冷却速度がとられねばならない。冷却方法には、転移領域を通過し終わるまでをより緩やかに冷却し、その後比較的速く冷却する2段法¹³⁾や3段法^{4)、5)}があるが、多くの場合、凍結温度から室温までを一定の速さで冷却する方法がとられている。いわゆる応力凍結サイクルは、経験的に決められている場合が多いようである。凍結熱処理過程における三次元モデル内の温度分布、あるいは熱応力に関する基礎資料を集積することは、光弾性応力凍結法を効率的に利用するうえで重要である。

本節では、最も単純な三次元モデルの一つとして、中実円柱を例にとり、種々の凍結熱処理過程で生じるモデル内の温度分布の測定結果及び凍結熱処理過程で生じる温度差に基づく熱応力について述べ、この種の熱応力や初応力による実験精度の低下を防止する応力凍結熱処理法について検討する。

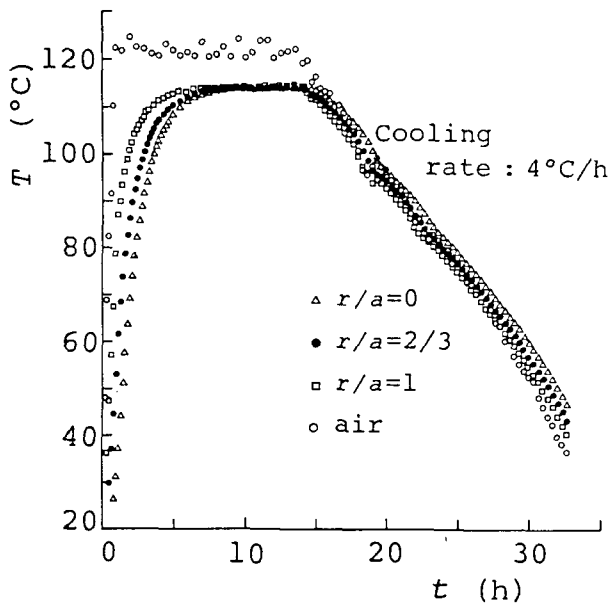
5.3.1 エポキシ樹脂中実円柱の温度分布

凍結熱処理過程における温度分布の測定に用いられた中実円柱は、直径90mmと60mmの2種類で、それぞれの長さは直径の4倍以上であり無限円柱とみなしうる。これらの中実円柱は、Araldite Bと硬化剤 HT-901を100:30の重量比で混合したエポキシ樹脂である。所要の長さの約半分の長さのエポキシ樹脂円柱を2本製作し、一方の円柱の端面における直径上の所定位置に $\phi 0.1\text{mm}$ のT熱電対を埋め込み、この端面と他方の円柱の端面を接着して、温度測定用の中実円柱を製作した。このエポキシ樹脂中実円柱を電気炉内に置き、加熱・保持・冷却からなる凍結熱処理過程における温度を測定した。

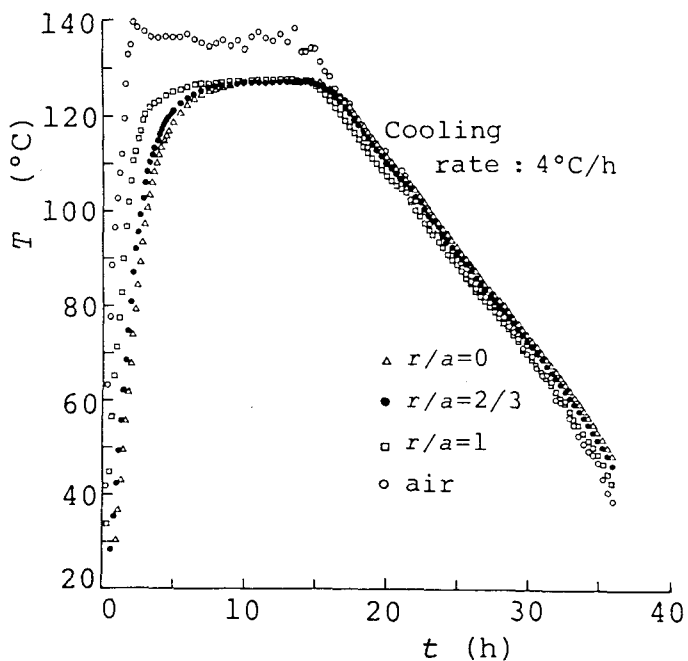
図5.3は、直径90mmの中実円柱の断面直径上の所定位置における温度変化を示す。図5.4は直径60mmの中実円柱における温度変化の一例である。ここで、設定温度とは電気炉内の所定位置における空気の上限温度を表す。炉内の空気の加熱速度は大きい



(a) 設定温度 = 95°C



(b) 設定温度 = 120°C



(c) 設定温度 = 135°C

図5.3 エポキシ樹脂中実円柱の凍結熱処理過程における温度変化 ($\phi 90$ の場合)

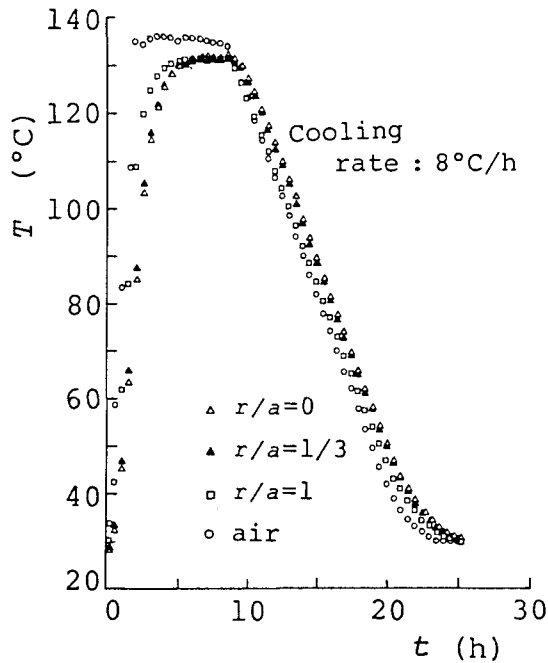
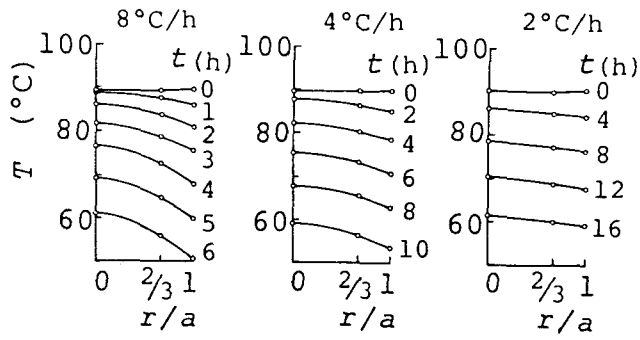


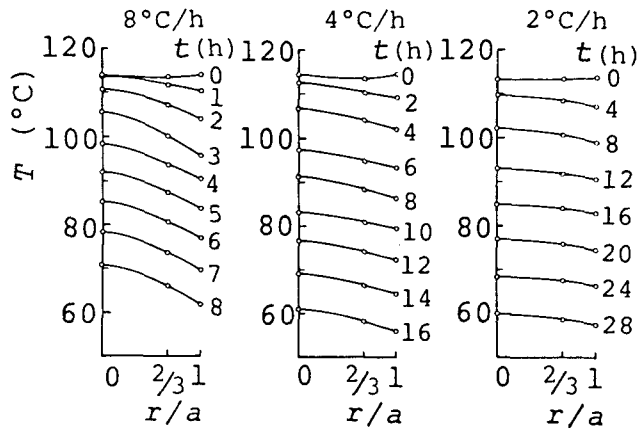
図5.4 エポキシ樹脂中実円柱の凍結熱処理過程における温度変化（ $\phi 60$ ，設定温度 135°C の場合）

円柱の場合には約 $90^{\circ}\text{C}/\text{h}$ ，小円柱の場合には $50^{\circ}\text{C}/\text{h}$ 及び $20^{\circ}\text{C}/\text{h}$ とした。図5.3(a)，(b)，(c)について比較すると，加熱中の円柱内の温度差は設定温度にあまり依存しないことがわかる。円柱内の加熱過程における温度差は，加熱速度に依存する。実際に小円柱の実験結果において，たとえば設定温度 135°C の場合に， $20^{\circ}\text{C}/\text{h}$ 及び $50^{\circ}\text{C}/\text{h}$ で加熱したときの円柱内の最大温度差は，それぞれ約 12°C 及び 24°C であった。一方，円柱が均一温度になるまでの所要時間に加熱速度が影響を及ぼすと考えられる。しかし，二，三の実験結果を考察した結果，加熱速度に数倍の相違がない限り，加熱速度は所要時間に大きい影響を及ぼさないことがわかった。

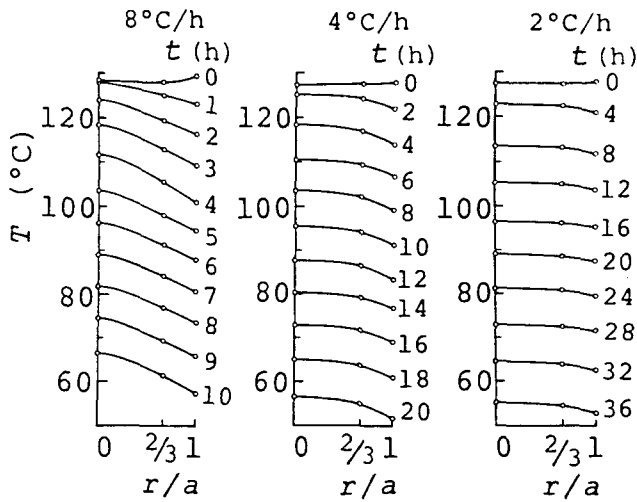
次に，エポキシ樹脂中実円柱の冷却過程における温度分布について述べる。図5.5は3種類の冷却速度で中実円柱（ $\phi 90$ ）を冷却した場合の冷却過程における温度分布を示し，図5.6は小円柱の場合の温度分布を示す。図中の t は冷却開始時からの経過



(a) 設定温度 = 95°C



(b) 設定温度 = 120°C



(c) 設定温度 = 135°C

図5.5 エポキシ樹脂中実円柱内の冷却過程における温度分布 (φ90の場合)

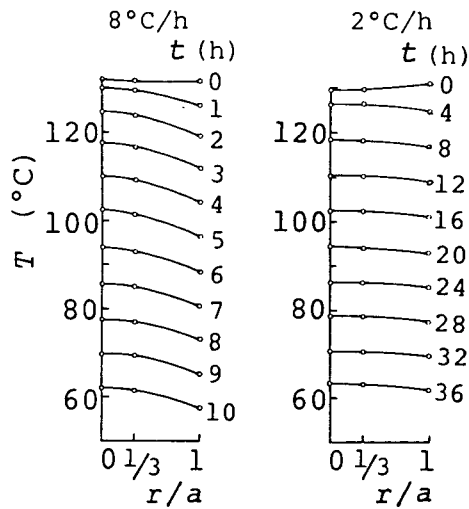


図5.6 エポキシ樹脂中実円柱の冷却過程における温度分布
($\phi 60$, 設定温度 135°C の場合)

時間を表す。

いずれの場合においても、冷却開始時から数時間は、徐々に円柱内に温度差が生じ、その後は、ほぼ一定の温度差を保持したまま円柱の温度は下がる。中実円柱の冷却過程における温度分布は二次曲線的である。また、温度差は設定温度にほとんど依存せず、冷却速度に比例することがわかる。ただし、室温近くに至った場合には、使用される電気炉の特性や炉自体の熱容量などにより、必ずしも一定の温度差が保持されえないことは明らかである。

5.3.2 エポキシ樹脂中実円柱の熱応力と応力凍結サイクル

三次元モデルを応力凍結するにあたって、モデル内に全く温度差が生じないように冷却することは不可能であり、モデル内には必然的に熱応力が発生する。この種の熱応力の大きさは、外力によって生じる応力に比して無視し得る程度であることが、実験精度の向上にとって重要である。モデル内の温度差あるいは熱応力の大きさはモデルの形状や寸法によって異なるが、ここではエポキシ樹脂中実円柱の熱応力について

検討する。

軸方向力が作用していない長い中実円柱の中心から、距離 r の位置における半径方向、円周方向及び軸方向の熱応力を、それぞれ σ_r 、 σ_θ 、 σ_z とすれば、これらは次式により表される¹⁴⁾。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{\beta E}{1-\nu} \left\{ \frac{1}{a^2} \int_0^a T \cdot r \, dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T \cdot r \, dr \right\} \\ \sigma_\theta &= \frac{\beta E}{1-\nu} \left\{ \frac{1}{a^2} \int_0^a T \cdot r \, dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r T \cdot r \, dr - T \right\} \\ \sigma_z &= \frac{\beta E}{1-\nu} \left\{ \frac{2}{a^2} \int_0^a T \cdot r \, dr - T \right\} \end{aligned} \right\} \quad (5.4)$$

ここに、 E 、 ν 、 β はそれぞれ弾性係数、ポアソン比、線膨張係数である。これらの値は温度によって異なるが、簡単のため一定とする。また、 a は中実円柱の半径、 T は位置 r における温度を表す。前述したエポキシ樹脂中実円柱直径上の温度分布を放物線分布とみなし、 T_0 を中実円柱の中心における温度とすれば、

$$T = T_0 \left\{ 1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right\} \quad (5.5)$$

となる。式(5.5)を用いて式(5.4)を書き直すと、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{\beta E}{1-\nu} \cdot \frac{T_0}{4} \left\{ \left(\frac{r}{a} \right)^2 - 1 \right\} \\ \sigma_\theta &= \frac{\beta E}{1-\nu} \cdot \frac{T_0}{4} \left\{ 3 \left(\frac{r}{a} \right)^2 - 1 \right\} \\ \sigma_z &= \frac{\beta E}{1-\nu} \cdot \frac{T_0}{4} \left\{ 4 \left(\frac{r}{a} \right)^2 - 2 \right\} \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

となる。式(5.5)において、 T_0 は円柱の中心と表面との温度差とみなせるので、熱応力に関する議論を簡単にするため、中心と表面との温度差を単位すなわち $T_0 = 1^\circ\text{C}$ とする。図5.7はこのときのエポキシ樹脂中実円柱の直径上における熱応力分布を示す。ただし、 $E = 1.5\text{GPa}$ 、 $\nu = 0.4$ 、 $\beta = 6.5 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ であり、エポキシ樹脂の転移領域

上限より30~40℃低いガラス状領域の温度における状態が想定されている。中実円柱の表面における熱応力は

$$\sigma_r = 0, \quad \sigma_\theta = \sigma_z = \frac{\beta E}{2(1-\nu)} \quad (5.7)$$

であり、 σ_θ 、 σ_z は熱応力の最大値である。したがって、このような熱応力にともなう光弾性縞次数も円柱表面で最大となる。表5.1に、中実円柱の表面と中心とに1℃の温度差が生じる場合について、種々の温度領域における円柱表面の熱応力 σ_z 及びこれに対応する単位厚さ当りの縞次数の概算値 N_z を示す。材料定数のうち、 E 、 α は第3章の実験結果で示した負荷初期における平均的な値である。 ν と β のゴム状弾性領域及び室温における値は、菅野ら¹⁵⁾の実験結果を利用したが、転移領域及びガラス状領域における値はその実験結果から推定した値である。

ここで、表5.1に示された熱応力により生じる縞次数 N_z と、実際の応力凍結法における負荷により生じる縞次数とを比較する。通常の応力凍結熱処理法の場合、三次元モデルに生じる縞次数は単位厚さ当たり2次前後である。この縞次数に対するゴム状弾性領域($T \approx T_2$)における N_z の比率は約0.5%であり、負荷に基づく応力に及ぼす熱応力の影響を無視できる。しかし、ガラス状領域や室温においては N_z の値は T_2 における値より大きいため、凍結熱処理過程、特に冷却中に生じるモデル内の温度差に対する十分な配慮が必要である。たとえば、凍結温度をガラス状領域にとり、中実円柱を応力凍結する場合、冷却中に生じる熱応

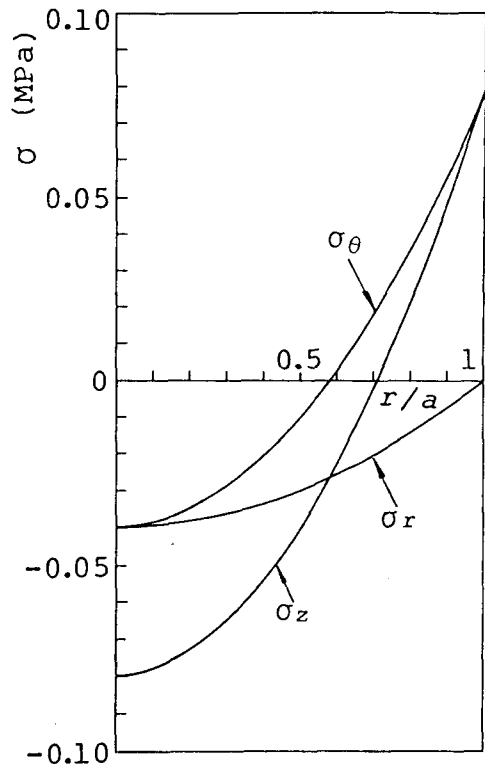


図5.7 エポキシ樹脂中実円柱の熱応力分布

表5.1 エポキシ樹脂中実円柱の表面における熱応力と縮次数

Temperature	Rubbery state ($\neq T_2$)	Transition zone ($\neq T_1$)	Glassy state	Room temperature
$\sigma_{\theta} = \sigma_z$ (MPa)	0.0025	0.03	0.11	0.16
N_z (F.O./mm)	0.01	0.0075	0.016	0.016
E (MPa)	15	5×10^2	2×10^3	3×10^3
ν	0.48	0.45	0.4	0.38
β ($\times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$)	17	6.5	6.5	6.5
α (mm/N)	4.0	0.25	0.15	0.1

注) : 材料定数 E , ν , β , α は熱応力と縮次数の概算値を
求めるために用いる。

力による誤差を1%前後に留めるためには、温度差が1.0~1.5°Cに保持されねばならない。前述した冷却過程の温度分布に関する結果を考慮すれば、直径90mmの中実円柱の場合には1.0~1.5°C/h、直径60mmであれば2.0~3.0°C/hの冷却速度が要求される。

ところで、凍結温度がガラス状領域にとられる場合、比例限度における単位厚さ当りの縮次数を1.5次、冷却過程における中実円柱の中心と表面との温度差を1°Cとすれば、負荷された中実円柱モデルが冷却され室温に達したとき、熱応力に基づく縮次数 N_z による誤差は約1%である。除荷後この N_z が完全に残留しないにしても、凍結率が50%ないしこれ以下であることを考え合わせると、熱応力による誤差を1%程度にするには円柱内の温度差が0.5~1.0°Cに保たれるべきである。したがって、温度分布に関する実験結果から冷却速度は、直径90mmの場合には0.5~1.0°C/h程度、直径60mmの場合には1.0~2.0°C/h程度にとられるべきであると考ええる。

次に、加熱過程における熱応力について検討する。凍結温度が転移領域下限以上の場合には、たとえ加熱速度が大きく、そのためモデル内部に比較的大きい熱応力が生じるとしても、特に問題視するには及ばない。しかしながら、凍結温度がガラス状領域にとられる場合には、熱応力が比較的小さくても決して無視できない。なぜならば、

モデルが転移領域下限以上の温度まで加熱されるときには、アニールの効果により加熱過程で生じた熱応力が除去されるが、ガラス状領域においてはアニールの効果があまり期待できないからである。このような観点から、凍結温度をガラス状領域にとる場合には、冷却過程についてと同様に、加熱速度に対しても十分な配慮が必要である。

一般に、凍結用三次元モデルは機械加工、鋳造あるいはモデル要素を接着する方法により製作されるが、その製作過程でモデルには何らかの初応力が侵入する。この初応力は上述の熱応力と同様に、負荷により生じる応力状態を乱すため実験精度の低下を招く要因となる。三次元モデルの製作にあたって、このような初応力の侵入を防ぐ一方、侵入した初応力の大きさにもよるが、必要に応じアニールにより初応力を除去しなければならない。

次に、上述の初応力や加熱過程で生じる熱応力の除去あるいは防止を考慮した応力凍結熱処理過程について検討する。凍結温度が転移領域下限以上にとられる場合には、モデルが所定の凍結温度に達した後負荷するまでの時間を長くすれば、初応力や熱応力はこの間のアニールにより除去できる。しかしながら、凍結温度がガラス状領域にとられる場合には、その凍結温度でモデルをアニールし初応力を除去することは困難であり、この場合はアニールのための熱処理が必要となる。凍結温度 T_f がガラス状領域にとられる場合、図5.8のような応力凍結熱処理操作が考えられる。加熱過程の

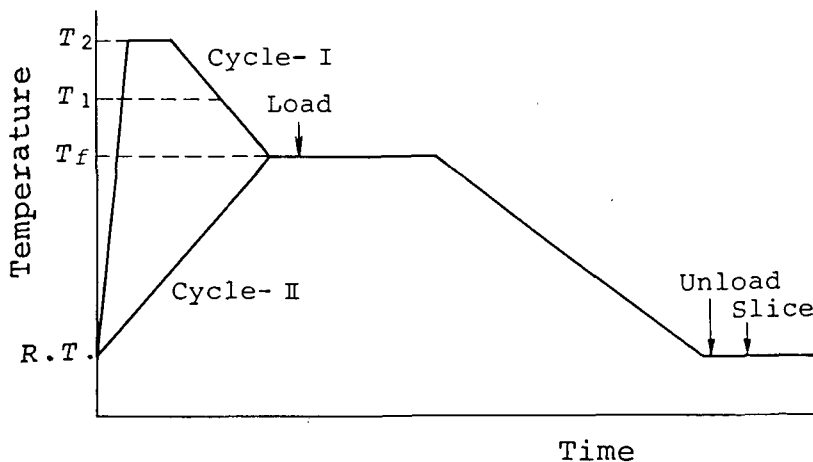


図5.8 応力凍結熱処理過程 ($T_f < T_1$ の場合)

異なる2例 (Cycle- I , II) が示されており、アニールと応力凍結を一連の操作とすることがどうか基本的な相違がある。すなわち、Cycle- I はモデルを T_2 付近まで加熱しアニールした後、 T_f で負荷し応力を凍結する熱処理操作である。この方法は、モデルの製作過程で生じた初応力あるいは加熱過程で生じる熱応力に対する解決策として有効である。反面、アニールの過程でモデルの自重による応力が凍結され、この応力が実験結果に影響を及ぼすような場合には不適である。Cycle- II はすでにアニールされたモデルか、アニールを必要としないモデルに対する応力凍結熱処理過程である。

なお、図5.8には、加熱過程に要する時間が同一として示されているが、モデルの寸法、凍結温度 T_f などにより差異があり、 T_f が低いほど Cycle- II の方法が熱処理時間は比較的短くなる。

Cycle- I , II の凍結熱処理過程における加熱速度及び冷却速度のとり方は、前述した中実円柱の例が参考になる。いま一つ注意すべきは、 T_f に保つときのモデル内の温度差が $1.0 \sim 1.5^\circ\text{C}$ 範囲以上にならぬよう努めねばならない点である。その理由は、ガラス状領域に T_f をとる場合、モデル内の微小温度差がクリープ特性に影響を及ぼすため、モデル内の位置により光弾性感度 α に差異が生じ、無視できない誤差の原因となるからである。

なお、凍結温度 T_f を転移領域内の下限 T_1 付近にとる場合には、 T_f を転移領域上限 T_2 以上にとる場合に比較して、 T_f に保つ時間を若干長くしなければならない。それにもかかわらず、 T_f を T_1 以上にとる場合には、ガラス状領域に T_f をとる場合と比較して、加熱・保持・冷却過程のそれぞれに要する時間は短くなる。このように、凍結温度を転移領域下限より高くとるか低くとるかによって、凍結熱処理操作に大きな差異がある。

5.4 結 言

本章では凍結温度を異にする応力凍結熱処理法に関し、次の二点について考察した。第一は、凍結温度が凍結用光弾性材料の転移領域上限より低い場合の応力凍結機構に関する考察であり、物性論的観点をも踏まえ、これを考察した。第二は、応力凍結熱処理法に関する技術的観点からの考察であり、大きさの異なるエポキシ樹脂中実円柱を例にとり、応力凍結熱処理過程における三次元モデル内の温度分布と熱応力について考察し、適切な凍結熱処理操作について検討した。

以上の考察を要約すると次のようになる。

- (1) 凍結温度が転移領域上限より低い場合の応力凍結作用について、次のように (a)弾性効果と(b)粘弾性効果の二つの効果に分けて考察した。
 - (a) 凍結用光弾性材料として用いられるエポキシ樹脂は、異なる分子量をもつ分子によって構成されており、それぞれの分子は異なる転移領域上限 T_2 を有し、そのため凍結温度 T_f が T_2 以下の場合にも、 T_f においてすでにゴム状弾性を呈する分子が存在し、これらの分子が凍結作用に寄与するとの変形挙動に対する西田らの見解は妥当であると考えられる。同様に、この見解にもとづき光弾性縞の凍結作用について説明を加えた。
 - (b) クリープによって増加した縞次数と変形は、温度降下とともに粘性抵抗の増大する状態で安定化され、それらの一部は除荷後の弾性回復力によって消失するが、残りの部分が最終的に凍結されると考えられる。
- (2) 凍結温度 T_f をガラス状領域にとる場合には、凍結後の見かけの適性係数は冷却直前の値より低い。見かけの適性係数が高く、しかもより高い縞次数を凍結するには、 T_f を転移領域上限より40℃程度低くとるのが望ましい。
- (3) 凍結温度における保持時間が短い場合でも、原理的には応力の凍結が可能であると考えられるが、技術的な問題、たとえば、凍結温度や冷却速度のとり方などは今後の検討課題である。
- (4) 加熱及び冷却過程におけるエポキシ樹脂中実円柱モデル内の最大温度差は、それぞれ加熱速度及び冷却速度にほぼ比例するが、設定温度にあまり影響されない。

加熱速度は、これに数倍の相違がない限り、モデル全体が均一温度になるまでに要する時間に大きい影響を及ぼさない。

(5) エポキシ樹脂中実円柱モデルの場合、凍結熱処理過程で生じる熱応力による誤差は凍結温度 T_f により差異がある。 T_f が転移領域下限 T_i 以上のときはモデル内の温度差を $1.0\sim 1.5^\circ\text{C}$ 程度に、 T_f が T_i 以下のときは、 $0.5\sim 1.0^\circ\text{C}$ 程度に留めれば熱応力による誤差は1%以下となり、これを無視することができる。

(6) 凍結温度をガラス状領域にとる凍結熱処理法においては、三次元モデルの製作過程で初応力の侵入を極力防止するか、もし初応力が侵入した場合にはアニールによってこれを除去するための特別な熱処理が必要である。

なお、本章で述べた温度差や熱応力に関する結果と考察は、中実円柱という最も単純な三次元モデルに関するものであり、実際の複雑な三次元モデルの凍結熱処理操作に適用するには不十分な点があるが、凍結温度を異にする凍結熱処理法に関する基礎資料として、光弾性応力凍結法の応用・発展に役立つであろう。

参 考 文 献

- 1) Pih, H., Vanderveldt, M. I.; Exp. Mech., 6-5(1966), 244-250
- 2) Arav, F.; Exp. Mech., 9-10(1969), 449-455
- 3) Nickola, W. E., Greaves, M. J.; Exp. Mech., 10-4(1970), 23N-30N
- 4) Rubayi, N. A., Tam, H. W.; Exp. Mech., 19-5(1979), 153-159
- 5) Rubayi, N. A., Taft, M. E.; Exp. Mech., 22-10(1982), 377-383
- 6) Phang, Y., Ruiz, C.; J. Strain Analysis, 19-1(1984), 35-41
- 7) 西田, 沢; 光弾性学論文集, 2-1(1980), 31-37
- 8) Nisida, M., Sawa, Y.; Proc. ISP. Tokyo, (1986), 173-178, Springer
- 9) 西田, 沢; 機論, 47-418, A (1981), 611-618
- 10) 垣内; エポキシ樹脂, (1970), 55, 昭晃堂
- 11) 満島, 宮川; 高分子論文集, 33-5(1976), 287-292
- 12) Nielsen, L. E. (小野木訳); 高分子と複合材料の力学的性質, (1980), 15, 化学同人
- 13) 辻, 河田; 科研報告, 29-5,6(1953), 372-377
- 14) たとえば, Timoshenko, S. P., Goodier, J. N.; Theory of Elasticity, (1970), 445-447, McGraw-Hill
- 15) 菅野, 倉鋪; 非破壊検査, 33-8(1984), 568-575

第6章 総 括

三次元応力解析法として広く普遍的に用いられている光弾性応力凍結法には、いくつかの応用の限界ないし方法自体に基づく問題点がある。本研究では、これらの問題点に対する改善策としての新しい応力凍結熱処理法、すなわち凍結温度を転移領域内及びガラス状領域にとる応力凍結熱処理法に関する基礎的研究を行った。

研究結果の要点を整理すると次のとおりである。

- (1) 凍結用光弾性材料としてよく用いられるエポキシ樹脂の光学的クリープ及び力学的クリープは、転移領域下限よりわずかに高い温度であれば5時間程度の比較的短い時間で平衡状態に達し、しかも光弾性感度はゴム状弾性領域で得られる値より高くなる。
- (2) 転移領域内の温度においては、応力と縮次数、応力とひずみの関係から得られる比例限度は、クリープが平衡状態に達するとともにゴム状弾性領域における値に近づき、その値は弾性係数の約 $1/15$ である。
- (3) ガラス状領域におけるクリープの特徴は、光学的クリープ及び力学的クリープがともに緩やかに持続し、平衡状態に達するのに20時間以上の長時間を要すること、しかも力学的クリープが光学的クリープよりも一層長時間を要することである。
- (4) ガラス状領域における応力と縮次数、応力とひずみの関係から得られる比例限度は、クリープが平衡状態に達するとともに緩やかに減少する。クリープがほぼ平衡状態に達したときの比例限度は、弾性係数の約 $1/150$ で、転移領域下限以上における値の10~20倍である。
- (5) 適性係数は温度と時間に依存して変化するが、転移領域下限以上では、クリープが平衡状態に達すれば温度によらず、適性係数はほぼ一定である。ガラス状領域における適性係数の値は、転移領域下限以上の温度で得られる値の3~5倍の高い値となり、したがってモデルの大変形を防ぐことができる。
- (6) 凍結温度を転移領域下限より高くとる場合、冷却中の縞模様の変化は凍結温度が高いほど大きくなる。凍結温度を転移領域内の下限近くにとれば、最大光弾性

感度が得られ、しかも冷却中の縞模様の変化を防ぐことができる。

- (7) 凍結温度をガラス状領域にとる場合、縞模様及び変形は冷却中にほとんど変化しない。縞次数及び変形は除荷により大きく減少するが、除荷後の光学的・力学的クリープ回復は比較的少なく、除荷後3～4時間でほぼ安定するので、その後スライスする必要がある。凍結率は凍結温度が高いほど高くなるが、それにもかかわらず凍結される縞次数は単位厚さ当たり1次以下となり、縞増倍法などにより縞次数の測定精度を高くしなければならない。凍結温度としては転移領域上限より40℃程度低くとるのが望ましい。
- (8) 凍結温度をガラス状領域にとる場合には、転移領域下限以上にとる場合に比較して、凍結熱処理過程においてより厳密な温度管理が要求される。エポキシ樹脂中実円柱モデルの場合、凍結熱処理過程で生じる熱応力による誤差は凍結温度 T_f によって差異が生じる。 T_f が転移領域下限 T_1 以上のときはモデル内の温度差を1.0～1.5℃程度に、 T_f が T_1 以下のときは、0.5～1.0℃程度に留めれば熱応力による誤差は1%以下となり、これを無視することができる。
- (9) 凍結温度をガラス状領域にとる凍結熱処理法においては、三次元モデルの製作過程で初応力の侵入を極力防止するか、もし初応力が侵入した場合には、アニールによってこれを除去するための特別な熱処理が必要である。

従来、凍結温度を転移領域にとる応力凍結熱処理法は、凍結用光弾性材料が顕著なクリープを現すという理由のために避けられてきたし、これに関する基礎研究さえほとんど行われていなかった。本研究では、凍結温度を転移領域にとる応力凍結熱処理法が可能であることを明らかにし、その技法に関する基本的条件を明確にした。本方法は従来の方法より凍結温度が低く、加熱・冷却に長時間を要する大型モデルに対し凍結熱処理時間の短縮を計ることができる。さらに、冷却中の縞次数の変化による実験精度の低下を防ぐことができる。したがって、三次元モデルの複雑化、大型化の状況下において、効率的な応力凍結熱処理法として発展するものと考えられる。

一方、ガラス状領域を利用する応力凍結熱処理法について諸種の凍結実験条件を吟味した。凍結熱処理に長時間を要する難点があるが、従来の方法よりも大幅にモデル

の変形を少なくできるため、大変形を起こしやすい薄肉構造の三次元モデルや座屈を生じやすいモデルの凍結熱処理法として有効である。また、保持時間を3~4時間とした凍結熱処理法も原理的には可能であるが、光弾性挙動に及ぼす凍結温度、冷却速度の影響については今後の検討課題である。

今後、実際の三次元モデルにこの方法を応用し、新しい応力凍結熱処理法の有効性を検証して光弾性学の発展に寄与したいと考える。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり，終始かわらぬ御指導と御鞭達を頂いた鳥取大学川越治郎教授に深甚の謝意を表します。

本研究をまとめるに際し，適切な御助言と懇切な御指導を賜りました大阪大学山田朝治教授に心より御礼申し上げます。

また，本研究を実施する上で，有益な御助言を頂いた鳥取大学工学部機械系学科の諸先生方に厚く感謝の意を表します。

最後に，実験を行うにあたり，多大な御協力を頂いた卒業生諸氏に感謝します。