

修士論文

不規則温度ゆらぎの波形スペクトル特徴量
からの熱疲労損傷量評価手法の開発

p.1～71 完

平成 19 年 2 月 9 日提出

指導教員 酒井 信介 教授

46181 本田 圭

目次

序章	8
第 1 章 研究の背景.....	9
1.1.1 サーマルストライピング現象	9
1.1.2 日本機械学会指針	9
1.1.3 減衰の周波数依存性.....	10
1.1.4 先行研究の成果.....	10
1.1.5 疲労損傷量評価.....	11
1.1.6 level crossing 計数法	11
1.2 本研究の目的	12
第 2 章 サイクル計数手法.....	13
2.1 サイクル計数手法	14
2.1.1 様々なサイクル計数手法	14
2.1.2 レインフロー法.....	14
2.1.3 level crossing計数法.....	16
2.2 level crossing計数法の理論式[5].....	17
2.2.1 パワースペクトル密度	17
2.2.2 閾値通過頻度	17
2.2.3 極大値および極小値の分布	20
2.2.4 level crossing計数法の理論式の導出.....	25
2.2.5 level crossing計数法の理論式の信頼性の検証	26
第 3 章 PSDの解析.....	27
3.1 温度PSD	28
3.1.1 フローパターン	28
3.1.2 実験温度PSD	30
3.1.3 包絡温度PSD	31
3.2 周波数伝達関数.....	34

3.3	応力PSD	35
3.3.1	各フローパターンごとの応力PSD	35
3.3.2	実験PSDと応力PSDの応力分布の比較	36
3.4	疲労損傷量評価	37
3.4.1	一般的な評価手順	37
3.4.2	応力PSD→応力の時刻歴	38
3.4.3	応力の時刻歴→応力振幅, 回数	39
3.4.4	応力振幅, 回数→疲労損傷量	39
3.4.5	材料ごとのSN線図	40
3.4.6	level crossing計数法による疲労損傷量評価	41
3.4.7	レインフロー法とlevel crossing計数法による損傷量比較	41
第4章	技術設計指針の提案	43
4.1	技術設計指針の提案	44
4.2	$E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の評価	45
4.2.1	$E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の λ_0 依存性	45
4.2.2	$E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の α_2 依存性	45
4.3	解析手順	46
4.3.1	$E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の λ_0 依存性の検討	46
4.3.2	$E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の α_2 依存性の検討	48
4.4	$E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の損傷量比	49
4.4.1	SUS316FR鋼, SUS304FR鋼の損傷量比	49
4.4.2	改良 9Cr鋼の損傷量比	54
4.5	技術設計指針	56
第5章	結言	57

参考文献	59
あとがき	60
謝辞	61
付録	62

図目次

図 1.1	サーマルストライピング現象.....	9
図 1.2	流体温度ゆらぎに対する熱応力の周波数応答特性.....	10
図 1.3	一般的な疲労損傷量評価手順.....	11
図 2.1	レインフロー法.....	15
図 2.2	LEVEL CROSSING計数法.....	16
図 2.3	閾値Bの正勾配による通過頻度.....	18
図 2.4	極大値および極小値の分布.....	21
図 2.5	LEVEL CROSSING計数法.....	26
図 3.1	壁面噴流.....	28
図 3.2	偏向噴流.....	28
図 3.3	衝突噴流.....	28
図 3.4	運動量比.....	29
図 3.5	壁面噴流.....	30
図 3.6	偏向噴流.....	30
図 3.7	衝突噴流.....	31
図 3.8	設計用床応答スペクトルの設定例(原子力発電所耐震設計技術指針[6])	32
図 3.9	壁面噴流.....	33
図 3.10	偏向噴流.....	33
図 3.11	衝突噴流.....	34
図 3.12	周波数伝達関数のゲイン.....	34
図 3.13	壁面噴流.....	35
図 3.14	偏向噴流.....	35
図 3.15	衝突噴流.....	36
図 3.16	実験PSDと応力PSDによる応力振幅分布の比較.....	37
図 3.17	一般的な疲労損傷量評価手順.....	37
図 3.18	不規則波データのスペクトル解析結果.....	38
図 3.19	PSDから求められた応力振幅分布.....	39
図 3.20	SN線図.....	40
図 3.21	LEVEL CROSSING計数法による疲労損傷量評価手順.....	41
図 3.22	レインフロー法とLEVEL CROSSING計数法による応力振幅分布.....	42
図 4.1	定常正規確率過程の極大値の確率密度.....	46
図 4.2	壁面噴流.....	47

図 4.3	偏向噴流	47
図 4.4	衝突噴流	47
図 4.5	壁面噴流	48
図 4.6	偏向噴流	48
図 4.7	衝突噴流	49
図 4.8	SUS316FR鋼 壁面噴流.....	51
図 4.9	SUS316FR鋼 偏向噴流.....	52
図 4.10	SUS316FR鋼 衝突噴流.....	52
図 4.11	SUS304FR鋼 壁面噴流.....	52
図 4.12	SUS304FR鋼 偏向噴流.....	53
図 4.13	SUS304FR鋼 衝突噴流.....	53
図 5.1	準静の温度成層界面一熱応力発生機構.....	58

表目次

TABLE 5.1	SUS316FR鋼	壁面噴流	49
TABLE 5.2	SUS316FR鋼	偏向噴流	50
TABLE 5.3	SUS316FR鋼	衝突噴流	50
TABLE 5.4	SUS304FR鋼	壁面噴流	50
TABLE 5.5	SUS304FR鋼	偏向噴流	51
TABLE 5.6	SUS304FR鋼	衝突噴流	51
TABLE 5.7	改良 9CR鋼	壁面噴流	54
TABLE 5.8	改良 9CR鋼	偏向噴流	54
TABLE 5.9	改良 9CR鋼	衝突噴流	54

序章

第1章 研究の背景

1.1.1 サーマルストライピング現象

原子力発電所で用いられるプラント内の配管において、その枝分かれ形状から、温度の異なる流体が合流し混合する領域が存在する。その混合領域では、不完全な混合により不規則な温度ゆらぎが生じ、結果として、配管に繰り返し熱応力による高サイクル熱疲労損傷が発生する可能性があることが知られている。このような現象をサーマルストライピング現象といい、実際にフランスのFHENIXなどでの破損事例など幾つかの破損事例が報告されている。

原子力プラントの安全性確保のためには、設計の段階で本現象による損傷に対して安全性を評価することが求められる。

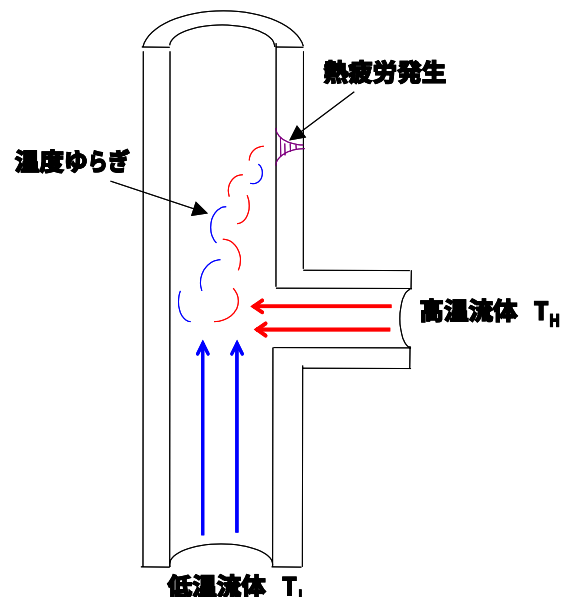


図 1.1 サーマルストライピング現象

1.1.2 日本機械学会指針

サーマルストライピング現象による損傷の評価指針として、日本機械学会より”配管の高サイクル熱疲労に対する評価指針”[1]が発行されている。この指針では、温度変動の配管表面への伝熱過程、および不規則温度変動からの応力発生過程における減衰を一定のものとして評価を行っているが、実際には、伝熱・応力発生過程における減衰は周波数に依存しており、本指針の損傷評価は過剰に保守的な評価となっている。

1.1.3 減衰の周波数依存性

伝熱・応力発生過程における減衰には次のような特徴がある．流体温度ゆらぎの周波数が大きい場合，流体温度の構造材への伝達割合は構造の応答遅れから低下する．逆に周波数が低いと，構造内の均熱化により温度が応力に変換されにくいため，結果として中間の周波数で熱応力が最大となる．

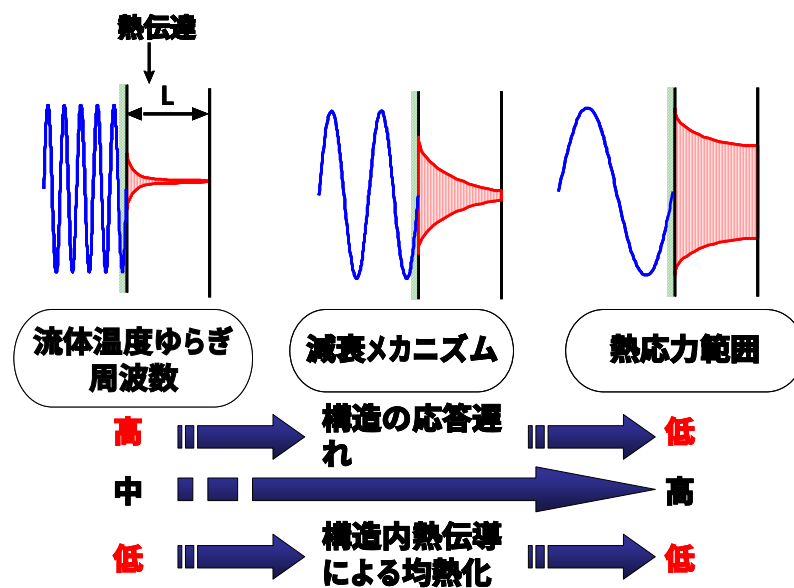


図 1.2 流体温度ゆらぎに対する熱応力の周波数応答特性

1.1.4 先行研究の成果

先行研究で笠原ら[2]は，上記のような熱応力の周波数依存性を定量化することにより，流体温度から熱応力までの伝達機構を記述する周波数伝達関数の記述に成功している．本関数を用いることにより，流体温度ゆらぎに対する熱応力の計算が簡便になるほか，関数自体が周波数に応じた熱応力の応答特性を表すことから，現象の見通しを良くする．

1.1.5 疲労損傷量評価

応力 PSD から疲労損傷量を求めるには、一般的に以下のような手順を経る。まず、与えられた応力 PSD より、応力変動の時刻暦をシミュレートする。次に、得られたシミュレート波より、レインフロー法を用いて応力振幅の頻度を計数する。最後に、得られた応力振幅の頻度と材料の SN 曲線より、マイナー則等の累積損傷則を適用することで疲労損傷量が評価できる。この手順は、実際の設計では、多数の配管形状や温度条件に対する損傷評価の検討が求められることから、負荷と労力の点から実用的で無い。このため、応力 PSD の特徴量から疲労損傷を概算評価する評価手法が望まれる。

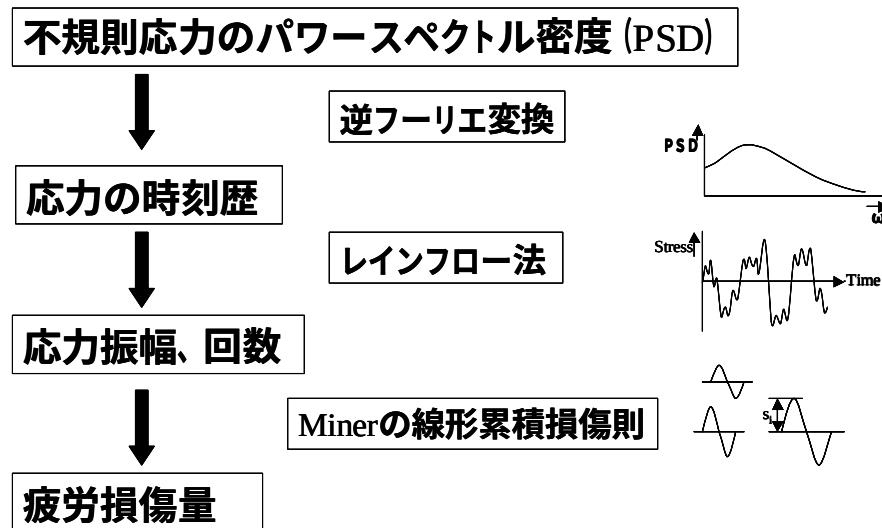


図 1.3 一般的な疲労損傷量評価手順

1.1.6 level crossing 計数法

レインフロー法はアルゴリズムが複雑であり、評価される振幅分布 PSD から解析的に誘導することは困難である。そこで、ここでは設計への適用を目的として以下の条件を満足する手法を検討する。

- (1) 応力 PSD からの解析評価が可能であること
- (2) レインフロー法よりは安全側の評価を与えること

Tovo[3]は損傷量の上下限評価を考慮に入れた、簡便な直接評価手法を提案しているが、これは経験的な値にとどまり、かつレインフロー法よりも損傷量を小

さく見積もってしまうことがあるという問題がある。しかし，Tovo[3]の提案する手法の中で，レインフロー法より損傷量を大きく評価する手法である level crossing 計数法は，応力 PSD の特徴量から疲労損傷量を解析的に評価でき，その損傷量はレインフロー法で計算した疲労損傷量の上限值となりうる。この手法は疲労損傷量簡便評価の有力な候補であると考えられる。

1.2 本研究の目的

本研究では，不規則流体温度ゆらぎによる疲労損傷評価を簡便なものとするため，応力 PSD の特徴量から疲労損傷の近似値および上限を直接評価する手法として level crossing 計数法を用い，level crossing 計数法で評価した疲労損傷量がレインフロー法で評価した疲労損傷量に対してどれだけ安全側に損傷量进行评估しているのかを示す損傷比（以下， $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ ）を応力 PSD の特徴量からまとめ，実際に現場で適用可能となる技術指針の提案を目指す。

第2章 サイクル計数手法

この章では、サイクル計数手法として、最も合理的であると言われるレインフロー法の概要について説明するとともに、技術設計指針の中で取り入れるサイクル計数手法である level crossing 計数法の概要について説明する。

2.1 サイクル計数手法

2.1.1 様々なサイクル計数手法

PSD 特徴量より疲労損傷量を直接評価する手法として、過去に多様な手法が提案されている。これらの手法の多くは、PSD のモーメントから算出される特徴量に基づいて疲労損傷量の評価を行う。既存の直接損傷評価手法の多くは、PSD 特徴量より疲労損傷量もしくは応力振幅分布を近似評価する。

2.1.2 レインフロー法

サイクル計数手法の中でも、レインフロー法は最も合理的であると考えられ、日本のみならず、世界的にも最も用いられている方法である。以下、レインフロー法について説明する。[4]

図 2.1 の上部に示したようなひずみ波形の記録があるとする。横軸はひずみ、縦軸(下向き)は時間である。レインフロー法によれば、この不規則波中には r_1 , r_3 , r_6 なるひずみ振幅がそれぞれ 1/2 サイクル、 r_2 , r_4 , r_5 なるひずみ振幅がそれぞれ 1 サイクル含まれている。これは次のような数え方により得られる。図のひずみ一時間の記録を屋根の重なったものとみなし、各屋根の付け根から雨滴が流れ出すと想定する。すなわち、付け根 0, 2, 4, 6, 8 からは右向きに流れ出し、付け根 1, 3, 5, 7 からは左向きに流れ出す。そして、次の二つの条件のいずれかが満たされるまで、下の屋根に落ちながら流れ続ける。

- (1) 右向き(左向き)に流れる雨滴は、その出発点より左側(右側)に出発点をもつ流れが現れると停止する(たとえば、付け根 4 から出発した雨滴は 5 まで来たとき、4 よりも左側に出发点 6 が現れるので、下の屋根に落ちずに 5 で停止する)。
- (2) 屋根の一部を他の雨滴がすでに流れているときは、その直前で停止する(たとえば付け根 2 から右向きに流れ出した雨滴は、1' まで来たとき、0-1-1'-3 という流れが既にあるので 1' で停止する)。

以上のルールにより、0-1-1'-3, 1-2, 2-1', 3-4-4'-6-6'-8, 4-5, 5-4', 6-7, 7-6', 8-9 なる流れが得られる。また、 r_1 (1/2 サイクル) は 0-1-1'-3 の流れによって、 r_2 (1 サイクル) は 1-2 と 2-1' の流れによって、 r_3 (1/2 サイクル) は 3-4-4'-6-6'-8 の流れによって、 r_4 (1 サイクル) は 4-5 と 5-4' の流れによって、 r_5 (1 サイクル) は 6-7, 7-6' の流れによって、 r_6 (1/2 サイクル) は 8-9 の流れによって生ずる。

図 2.1 の下には以上に対応したヒステリシスループを示す。

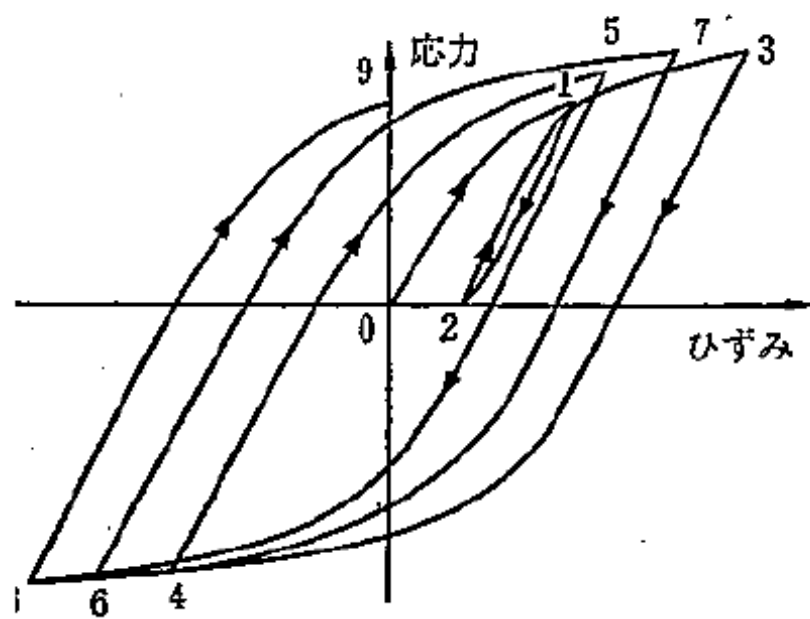
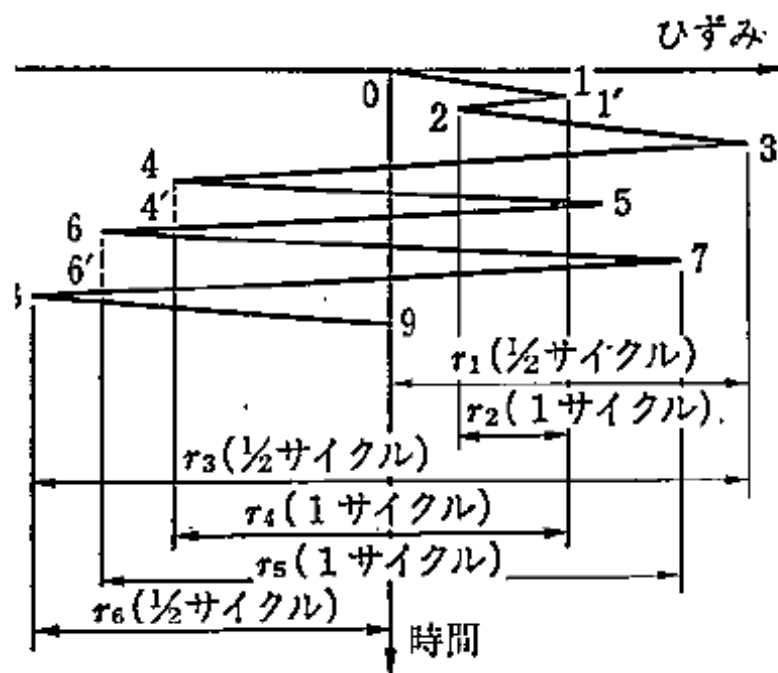


図 2.1 レインフロー法

2.1.3 level crossing 計数法

level crossing 計数法は応力の時刻歴に対して、図 2.2 のような応力レベルを段階的に設定し、その応力レベルを正勾配方向に通過した数をカウントし応力振幅の大きさ、頻度を計数するサイクル計数手法である。

図 2.2 に示したような応力波形の記録があるとする。横軸は時間、縦軸は応力振幅である。level crossing 計数法によれば、この不規則波中には、 S_1 , S_2 , S_3 , S_4 の応力振幅が含まれていることになる。これは次のような数え方により得られる。

図の応力-時間の記録に段階的に応力レベルを設ける。その応力レベルを正勾配に通過した通過頻度をカウントする。そして、次の二つの条件を満たすように応力振幅の大きさ、頻度をカウントする。

- (1) 応力振幅が最大となるように、ペアを組む。(図 2.2 では S_1 に当たる)
- (2) 取り出された応力振幅が通過した応力レベルのカウント数をマイナス 1 する。ただし、カウント数が 0 になってはならない。
- (3) 全てのカウント数が 0 になるまで (1), (2) を繰り返す。

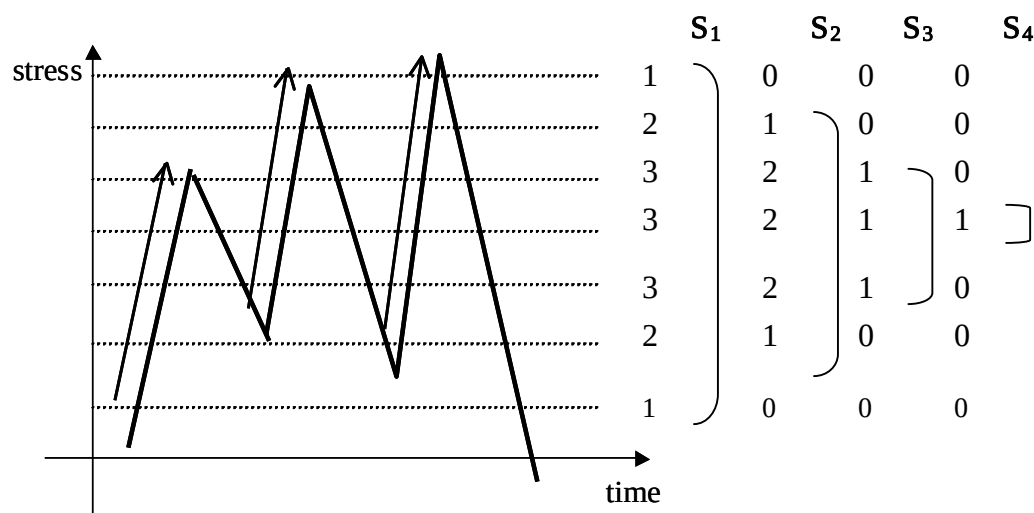


図 2.2 level crossing 計数法

以上のルールにより、 S_1 , S_2 , S_3 , S_4 の応力振幅が取り出せることになる。

2.2 level crossing 計数法の理論式[5]

2.2.1 パワースペクトル密度

定常確率過程 $X(t)$ のパワースペクトル密度と呼ばれる $S(\omega)$ は自己相関関数 $R(\tau)$ のフーリエ変換

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (2.1)$$

である。フーリエ逆変換は

$$R(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega \quad (2.2)$$

である。

(2.2) 式は $\tau=0$ とすれば,

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega = R(0) = E[|x(t)|^2] \quad (2.3)$$

であって、確率過程 $X(t)$ の二乗平均に等しい。

$S(\omega)$ は偶関数であり、物理的には $\omega \geq 0$ であるが、理論的取り扱いの便宜上、 ω の変域は $(-\infty, \infty)$ としてある。 $\omega \geq 0$ の領域で定義されたパワースペクトル密度を $G(\omega)$ とすれば,

$$G(\omega) = 2S(\omega) \quad (\omega \geq 0) \quad (2.4)$$

である。

2.2.2 閾値通過頻度

平均 μ_x が 0 の定常正規過程 $X(t)$ のサンプル $x(t)$ が、ある x の閾値 β を $(t, t+dt)$ の区間で正の勾配で越える確率 $\nu^+(\beta)dt$ を考える。 $\nu^+(\beta)$ は単位時間に $x=\beta$ のレベルを正勾配で横切る平均回数であって、 β なる閾値の正勾配の通過頻度という。このような事象の確率は,

$$\nu^+(\beta)dt = \Pr \left[\{x(t) < \beta\} \cap \{\dot{x}(t)dt > \beta - x(t)\} \right] \quad (2.5)$$

なる結合現象の確率である。これを求めるには $x(t)$ と $\dot{x}(t)$ との同時確率密度 $f_{xx}(x, \dot{x})$ を求め、 $x(t)-\dot{x}(t)$ 面の $x < \beta$, かつ $\dot{x} > \beta - x$ なる領域 (これは $\dot{x} \geq 0$ の範囲に広がる三角形領域) で積分すればよい。すなわち

$$\nu^+(\beta)dt = \int_0^\infty \int_{\beta-\dot{x}dt}^\beta f_{x\dot{x}}(x, \dot{x}) dx d\dot{x} = dt \int_0^\infty \dot{x} f_{x\dot{x}}(x, \dot{x}) d\dot{x} \quad (2.6)$$

である。これは微小時間 dt の間は $f_{x\dot{x}}(x, \dot{x})$ は一定であるとみなせるからである。したがって、

$$\nu^+(\beta) = \int_0^\infty \dot{x} f_{x\dot{x}}(x, \dot{x}) d\dot{x} \quad (2.7)$$

である。同様にして、 $x=\beta$ のレベルを $x(t)$ が負勾配で横切る単位時間当たり平均回数、すなわち負勾配の通過頻度は

$$\nu^-(\beta) = \int_{-\infty}^0 |\dot{x}| f_{x\dot{x}}(x, \dot{x}) d\dot{x} \quad (2.8)$$

で与えられる。

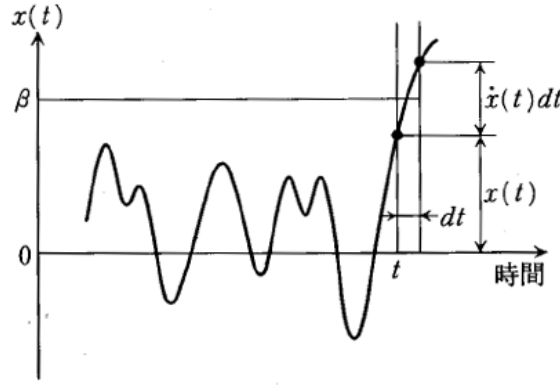


図 2.3 閾値 β の正勾配による通過頻度

$X(t)$ が平均0の定常正規過程である場合、 $\dot{X}(t)$ も平均0の定常正規過程であることが知られている。 $X(t)$ と $\dot{X}(t)$ とは相関がないから、

$$f_{x\dot{x}}(x, \dot{x}) = f_x(x) f_{\dot{x}}(\dot{x}) \quad (2.9)$$

であり、 $\dot{X}(t)$ の分散を $\sigma_{\dot{x}}^2$ と書くと、(2.9)より同時確率密度関数は

$$f_{x\dot{x}}(x, \dot{x}) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_{\dot{x}}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{\dot{x}^2}{\sigma_{\dot{x}}^2}\right)\right\} \quad (2.10)$$

となる。

次に、 $\sigma_{\dot{x}}^2$ を求める。 $X(t)$ の自己関数 $R_{xx}(\tau)$ を簡単のため、 $R(\tau)$ とし、これ

の微分 $R'(\tau)$ を考える。 $X(t)$ が定常であることを考慮すると、

$$R'(\tau) = \frac{d}{d\tau} R(\tau) = \frac{d}{d\tau} E[X(t) \cdot X(t+\tau)] = E[X(t) \cdot \dot{X}(t+\tau)] = E[X(t-\tau) \cdot \dot{X}(t)] \quad (2.11)$$

$R(\tau)$ は偶関数であるから、 $\tau=0$ とすると、 $R'(0) = R_{X\dot{X}}(0) = \rho_{X\dot{X}}(0) \sigma_X \sigma_{\dot{X}} = 0$ 、
すなわち、 $X(t)$ と $\dot{X}(t)$ との相関係数 $\rho_{X\dot{X}}(0)$ は 0 である。

(2.11) をもう一度 τ で微分すれば

$$R''(\tau) = \frac{d^2}{d\tau^2} R(\tau) = -E[\dot{X}(t-\tau) \cdot \dot{X}(t)] = -E[\dot{X}(t) \cdot \dot{X}(t+\tau)] \quad (2.12)$$

が得られる。これは $\dot{X}(t)$ の自己相関関数 $R_{\dot{X}\dot{X}}(\tau)$ の符号を替えたものである。すなわち、

$$\sigma_{\dot{X}}^2 = E[\{\dot{X}(t)\}^2] = R_{\dot{X}\dot{X}}(0) = -R''(0) \quad (2.13)$$

となる。

式 (2.2) によってパワースペクトル密度で書けば、

$$\sigma_X^2 = R(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S(\omega) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} G(\omega) d\omega \quad (2.14)$$

$$\sigma_{\dot{X}}^2 = -R''(0) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 S(\omega) d\omega = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \omega^2 S(\omega) d\omega = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \omega^2 G(\omega) d\omega \quad (2.15)$$

式 (2.14)、(2.15) を式 (2.10) に代入した上、式 (2.7) の計算を行うと、平均値 0 の定常正規過程が β なるレベルを正勾配で通過する通過頻度は、

$$\nu^+(\beta) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{-\frac{R''(0)}{R(0)}} \exp\left\{-\frac{\beta^2}{2R(0)}\right\} \quad (2.16)$$

で与えられる。

$\beta=0$ なる場合のいわゆる正勾配零値通過頻度 $\nu^+(0)$ は (2.16) で $\beta=0$ とおくことにより、

$$\nu^+(0) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{-\frac{R''(0)}{R(0)}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\int_0^\infty \omega^2 S(\omega) d\omega}{\int_0^\infty S(\omega) d\omega}} \quad (2.17)$$

で与えられる．狭帯域波はほぼ1波ごとに平均値を横切るので，この $\nu^+(0)$ が周波数にほぼ等しい．

2.2.3 極大値および極小値の分布

平均0の定常正規過程の波形 $X(t)$ について，その極大値すなわち正のピークの値と極小値すなわち負のピークの値の分布を考える．

狭帯域波では，1回の零値通過に対して極大値がほぼ一つ現れるから， $\nu^+(\beta)$ の $\nu^+(0)$ に対する比は，近似的に正のピークが少なくとも β より大きな確率を与える．したがって，極大値の分布関数を $F_{p^+}(\beta)$ とすると，

$$F_{p^+}(\beta) = 1 - \frac{\nu^+(\beta)}{\nu^+(0)} = 1 - \exp\left\{-\frac{\beta^2}{2\sigma_x^2}\right\} = 1 - \exp\left\{-\frac{\beta^2}{2R(0)}\right\} \quad (2.18)$$

となる．

確率密度関数はこれの微分であるから

$$f_{p^+}(\beta) = \frac{\beta}{\sigma_x^2} \exp\left\{-\frac{\beta^2}{2\sigma_x^2}\right\} \quad (2.19)$$

で与えられる．

さらに一般の場合を考える．

図2.4に示すように， $(t, t+dt)$ の時間領域において $(\beta, \beta+d\beta)$ の x の領域に極大値が存在する確率 $p(\beta)d\beta dt$ を考える．このような事象が起こる確率は，次の三つの条件が満たされることである．

- (1) 曲線が上に凸，すなわち $\ddot{x}(t) < 0$
- (2) $\dot{x}(t) > 0$ かつ $\dot{x}(t+dt) < 0$ ，すなわち $|\ddot{x}(t)|dt > \dot{x}(t) > 0$
- (3) 極大値を生じる $t+dt' = t + \frac{\dot{x}(t)}{|\ddot{x}(t)|}$ における x の値，すなわち極大値

$$x(t+dt') = x(t) + \dot{x}(t)dt' = x(t) + \frac{\{\dot{x}(t)\}^2}{|\ddot{x}(t)|} \text{が} (\beta, \beta + d\beta) \text{の区間に存在する条件}$$

件

$$\beta + d\beta > x(t) + \frac{\{\dot{x}(t)\}^2}{|\ddot{x}(t)|} > \beta \quad (2.20)$$

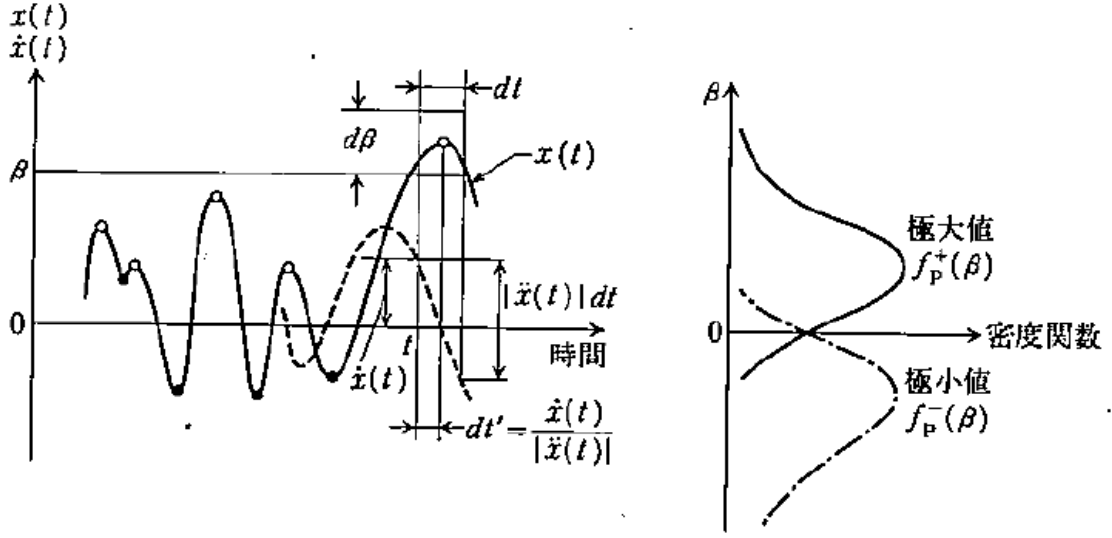


図 2.4 極大値および極小値の分布

(2.20) の範囲について, $x, \dot{x}, \ddot{x}$ の同時確率密度関数 $f_{x\dot{x}\ddot{x}}(x, \dot{x}, \ddot{x})$ を積分すれば,

$$p(\beta)d\beta dt = \int_{-\infty}^0 d\ddot{x} \int_0^{\beta + d\beta - \ddot{x}^2(t)/|\ddot{x}(t)|} d\dot{x} \int_{b - \ddot{x}^2(t)/|\ddot{x}(t)|} dx f_{x\dot{x}\ddot{x}}(x, \dot{x}, \ddot{x}) \quad (2.21)$$

(2.6) と同様に積分すれば,

$$p(\beta) = \int_{-\infty}^0 |\ddot{x}| f_{x\dot{x}\ddot{x}}(\beta, 0, \ddot{x}) d\ddot{x} \quad (2.22)$$

が得られる.

この結果を平均 0 の定常正規過程に適用すると, (2.11) ~ (2.15) と同様に,

$$\frac{d^4 R(\tau)}{d\tau} \equiv R''''(\tau) = R_{\ddot{x}\ddot{x}}(\tau) \quad (2.23)$$

$$\sigma_{\ddot{x}}^2 = R''''(0) \quad (2.24)$$

$$R_{x\ddot{x}}(0) = -R_{\dot{x}\dot{x}}(0) = R''(0) = -\sigma_{\dot{x}}^2 \quad (2.25)$$

となる.

一般に $X_1, X_2, \dots, X_n$ の n 次結合正規分布の密度関数は

$$f_{X_1 X_2 \dots X_n}(x_1, x_2, \dots, x_n) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{n}{2}} |S|^{\frac{1}{2}}} \times \exp \left[-\frac{1}{2|S|} \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n |S|_{jk} (x_j - \mu_{x_j})(x_k - \mu_{x_k}) \right] \quad (2.26)$$

ただし, $|S|$ は X_α と X_β との共分散 $C_{\alpha\beta}$ のマトリックス

$$|S| = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & \cdots & \cdots & C_{1n} \\ & C_{22} & & & \vdots \\ & & \ddots & & \vdots \\ & & & \ddots & \vdots \\ \text{(対称)} & & & & C_{nn} \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

の行列式, $|S|_{jk}$ は S から j 行 k 列を除いてできるマトリックスの行列式であるこ

とが知られている.

よって, 上記の場合

$$|S| = \begin{bmatrix} R_{xx}(0) & 0 & R_{x\ddot{x}}(0) \\ 0 & R_{\dot{x}\dot{x}}(0) & 0 \\ R_{x\ddot{x}}(0) & 0 & R_{\ddot{x}\ddot{x}}(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_x^2 & 0 & -\sigma_{\dot{x}}^2 \\ 0 & \sigma_{\dot{x}}^2 & 0 \\ -\sigma_{\dot{x}}^2 & 0 & \sigma_{\ddot{x}}^2 \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

$$|S| = \sigma_{\dot{x}}^2 (\sigma_x^2 \sigma_{\ddot{x}}^2 - \sigma_{\dot{x}}^4) \quad , \quad \mu_x = \mu_{\dot{x}} = \mu_{\ddot{x}} = 0 \quad (2.29)$$

であるから, 三次元結合正規分布の密度関数は

$$f_{x\dot{x}\ddot{x}}(x, \dot{x}, \ddot{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} |S|^{\frac{1}{2}}} \exp \left[-\frac{1}{2|S|} \left\{ \sigma_{\dot{x}}^2 \sigma_{\ddot{x}}^2 x^2 + (\sigma_x^2 \sigma_{\ddot{x}}^2 - \sigma_{\dot{x}}^4) \dot{x}^2 + 2\sigma_{\dot{x}}^4 x\ddot{x} + \sigma_x^2 \sigma_{\dot{x}}^2 \ddot{x}^2 \right\} \right] \quad (2.30)$$

となる.

また, β より大きな極大点の単位時間当たりの平均個数 $\nu_p^+(\beta)$ は,

$$\nu_p^+(\beta) = \int_{\beta}^{\infty} p(\beta) d\beta \quad (2.31)$$

である．極大点の総個数の単位時間当たりの平均値 ν_p^+ は，(2.31) で $\beta \rightarrow -\infty$ とすれば得られ，

$$\begin{aligned} \nu_p^+ &\equiv \nu_p^+(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\beta) d\beta = \int_{-\infty}^{\infty} d\beta \int_{-\infty}^0 |\ddot{x}| f_{x\ddot{x}\ddot{x}}(\beta, 0, \ddot{x}) d\ddot{x} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} |\ddot{x}| d\ddot{x} \int_{-\infty}^{\infty} f_{x\ddot{x}\ddot{x}}(\beta, 0, \ddot{x}) d\beta = \int_{-\infty}^{\infty} |\ddot{x}| f_{\ddot{x}\ddot{x}}(0, \ddot{x}) d\ddot{x} \end{aligned} \quad (2.32)$$

である．これは (2.8) の $x=0$ とおいたものに対応している．すなわち， ν_p^+ は $\dot{x}(t)$ が負勾配で 0 を通過する平均回数に等しい．したがって， $f_{x\ddot{x}\ddot{x}}(x, \dot{x}, \ddot{x})$ を用いなくても，(2.16) の類推から直ちに結果が求められ，

$$\nu_p^+ = \frac{1}{2\pi} \frac{\sigma_{\ddot{x}}}{\sigma_{\dot{x}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{-\frac{R''''(0)}{R''(0)}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\int_0^{\infty} \omega^4 S(\omega) d\omega}{\int_0^{\infty} \omega^2 S(\omega) d\omega}} \quad (2.33)$$

ν_p^+ は単位時間当たりの極大値の平均個数， $p(\beta) d\beta$ は単位時間当たりの極大値が $(\beta, \beta + d\beta)$ の領域にある平均個数である．したがって，任意の一つの極大値がこの範囲にある確率を $f_p^+(\beta) d\beta$ ，すなわち， $f_p^+(\beta)$ を極大値の密度関数とすれば，

$$f_p^+(\beta) = p(\beta) / \nu_p^+ \quad (2.34)$$

である．(2.34) に (2.30)，(2.33) を代入すると

$$\begin{aligned} f_p^+(\beta) &= \sqrt{\frac{1-\alpha_2^2}{2\pi\sigma_x^2}} \exp\left\{-\frac{\beta^2}{2(1-\alpha_2^2)\sigma_x^2}\right\} + \frac{\alpha_2\beta}{\sigma_x^2} \Phi\left\{\frac{\alpha_2\beta}{\sqrt{(1-\alpha_2^2)\sigma_x^2}}\right\} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2\sigma_x^2}\right) \\ f_p^-(\beta) &= \sqrt{\frac{1-\alpha_2^2}{2\pi\sigma_x^2}} \exp\left\{-\frac{\beta^2}{2(1-\alpha_2^2)\sigma_x^2}\right\} - \frac{\alpha_2\beta}{\sigma_x^2} \Phi\left\{\frac{-\alpha_2\beta}{\sqrt{(1-\alpha_2^2)\sigma_x^2}}\right\} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2\sigma_x^2}\right) \end{aligned} \quad (2.35)$$

となる．なお極小値の密度関数 $f_p^-(\beta)$ も同時に示した．

ここで $\Phi\{z\}$ は標準正規分布 $N[0, 1]$ の分布関数

$$\Phi\{z\} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-\frac{u^2}{2}} du = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{z}{\sqrt{2}}\right) \right] \quad (2.36)$$

である．また， α_2 は零値通過の頻度 $\nu^+(0)$ と極大値の頻度 ν_p^+ との比

$$\alpha_2 = \frac{\nu^+(0)}{\nu_p^+} \quad (2.37)$$

である．

狭帯域になるほど α_2 は 1 に近づき，逆に広帯域になるほど小さな凸凹が多数現れるので α_2 は 0 に近づく．この意味で α_2 は不規則度指数と呼ばれることもあり，波形の乱れの尺度を表している．

(2.37) は (2.17), (2.33) から求められ，

$$\alpha_2 = \frac{\sigma_{\ddot{x}}^2}{\sigma_x \sigma_{\ddot{x}}} = \sqrt{\frac{\{R''(0)\}^2}{R(0)R''''(0)}} = \frac{\int_0^\infty \omega^2 S(\omega) d\omega}{\sqrt{\int_0^\infty S(\omega) d\omega \cdot \int_0^\infty \omega^4 S(\omega) d\omega}} \quad (2.38)$$

2.2.4 level crossing 計数法の理論式の導出

level crossing 計数法により，ある応力レベル S に対応したカウント数は，応力レベル S における（極大値の密度関数－極小値の密度関数）に対応している．

ここで，ある応力レベル S における極大値の分布，極小値の分布は (2.35) から以下のように表される．極大値の分布を $P_p(S)$ ，極小値の分布を $P_v(S)$ とする．

$$\begin{aligned} P_p(S) &= \sqrt{\frac{1-\alpha_2^2}{2\pi\sigma_x^2}} \exp\left\{-\frac{S^2}{2(1-\alpha_2^2)\sigma_x^2}\right\} + \frac{\alpha_2 S}{\sigma_x^2} \Phi\left\{\frac{\alpha_2 S}{\sqrt{(1-\alpha_2^2)\sigma_x^2}}\right\} \exp\left(-\frac{S^2}{2\sigma_x^2}\right) \\ P_v(S) &= \sqrt{\frac{1-\alpha_2^2}{2\pi\sigma_x^2}} \exp\left\{-\frac{S^2}{2(1-\alpha_2^2)\sigma_x^2}\right\} - \frac{\alpha_2 S}{\sigma_x^2} \Phi\left\{\frac{-\alpha_2 S}{\sqrt{(1-\alpha_2^2)\sigma_x^2}}\right\} \exp\left(-\frac{S^2}{2\sigma_x^2}\right) \end{aligned} \quad (2.39)$$

よって，level crossing 計数法を用いた場合の単位時間当たりの疲労損傷量は，累積損傷則としてマイナー則を仮定した場合，次のように表される．

$$E(D^{LCC}) = \nu_p^+ \int_0^\infty \frac{1}{N(S)} (P_p(S) - P_v(S)) dS = \nu_p^+ \alpha_2 \int_0^\infty \frac{1}{N(S)} \frac{S}{\sigma_x^2} e^{-\frac{S^2}{2\sigma_x^2}} dS \quad (2.40)$$

ここで， $N(S)$ は材料ごとの S-N 線図である．また ν_p^+ は単位時間当たりの極大値の平均個数を示すため，これを乗算することにより，単位時間当たりの疲労損傷量に換算される．

また，応力の n 次モーメントは次のように表される．

$$\lambda_n = \int_{-\infty}^{\infty} |\omega|^n S(\omega) d\omega = 2 \int_0^{\infty} \omega^n S(\omega) d\omega \quad (2.41)$$

よって，応力の 0 次，2 次，4 次モーメントはそれぞれ，

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= \sigma_x^2 \\ \lambda_2 &= \sigma_{\dot{x}}^2 \\ \lambda_4 &= \sigma_{\ddot{x}}^2 \end{aligned} \quad (2.42)$$

と表される．

以上より，(2.40) は (2.33)，(2.38)，(2.42) を用いると，

$$E(D^{LCC}) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\lambda_2}{\lambda_0}} \int_0^\infty \frac{1}{N(S)} \frac{S}{\sigma_x^2} e^{-\frac{S^2}{2\sigma_x^2}} dS \quad (2.43)$$

と表すことができる．

これより，level crossing 計数法で評価した単位時間当たり疲労損傷量は応力 PSD の特徴量である λ_0 ， λ_2 が分かれば，計算することができることが分かる．

2.2.5 level crossing 計数法の理論式の信頼性の検証

実際に，(2.43) が level crossing 計数法のルールに従ってカウントされた応力振幅の確率分布と一致するのかどうかを検証した．図 2.5 にその結果を示す．横軸（左向き）は応力振幅の累積確率で応力振幅が 0 のとき 1 となる．縦軸は応力振幅であり，単位は Mpa である．『理論値』は，(2.39) より $P_p(S) - P_v(S)$ の分布である．『カウント』は level crossing 計数法のルールに従ってカウントした場合の応力振幅とその累積確率分布である．

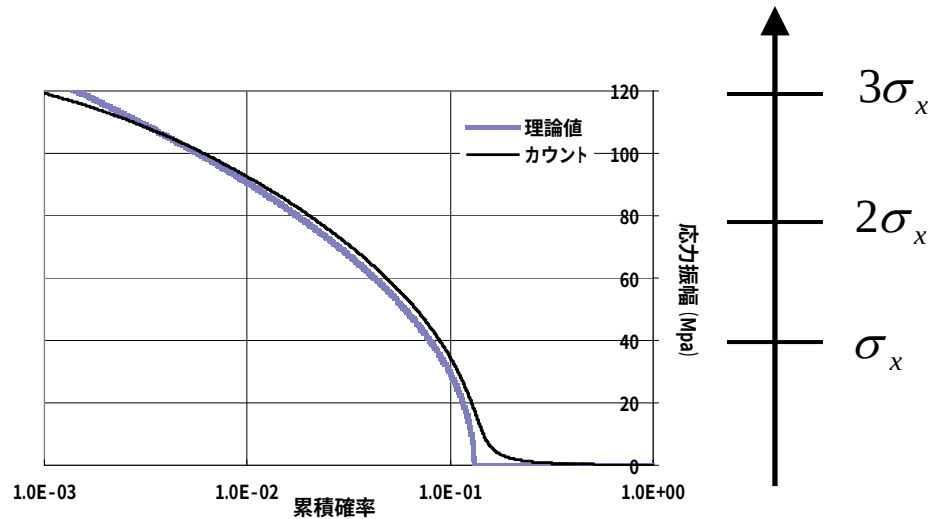


図 2.5 level crossing 計数法

図 2.5 を見ても分かるとおり，『理論値』と『カウント』の応力振幅の分布は $0 \sim 3\sigma_x$ の範囲で高い精度で一致しており，level crossing 計数法の理論式が正しいことが確認できる．

第3章 PSD の解析

この章では, サーマルストライピング現象における PSD の解析を行うとともに, その疲労損傷量を導出する過程を示す.

3.1 温度 PSD

3.1.1 フローパターン

配管合流部のフローパターンとしては壁面噴流，偏向噴流，衝突噴流の 3 つのフローパターンがある．図 3.1 に壁面噴流，図 3.2 に偏向噴流，図 3.3 に衝突噴流の様子を示す．

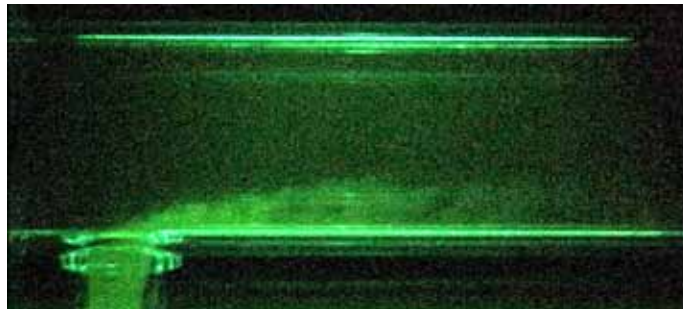


図 3.1 壁面噴流

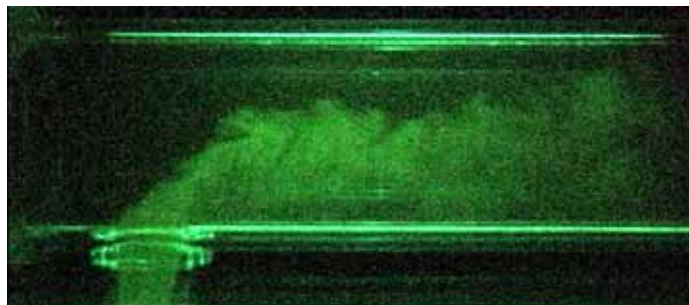


図 3.2 偏向噴流

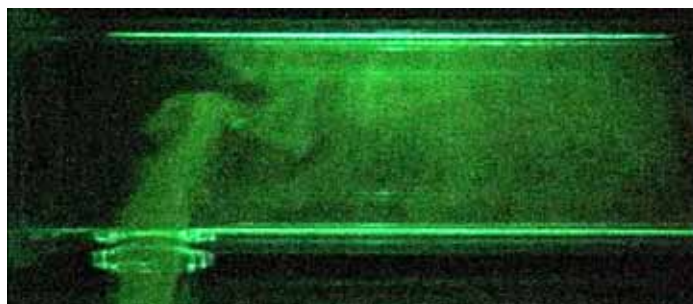


図 3.3 衝突噴流

これらのフローパターンは主管と分岐管の流速比，温度差をパラメータとした試験の結果主管と分岐管の運動量の比により分類できることが分かった．但し，浮力がフローパターンに影響を及ぼさない範囲での結果である．運動量比 M_R は以下のように定義され，分岐管からの噴流が主管の流れに押されて曲がる角度が，主管の流れと噴流が交差する面積を含む運動量の比に依存すると考えたものである．

$$\begin{aligned} M_R &= M_m / M_b \\ M_m &= D_b D_m \rho U_m^2 \\ M_b &= \frac{1}{4} \pi D_b^2 \rho U_b^2 \end{aligned} \quad (3.1)$$

フローパターンマップ

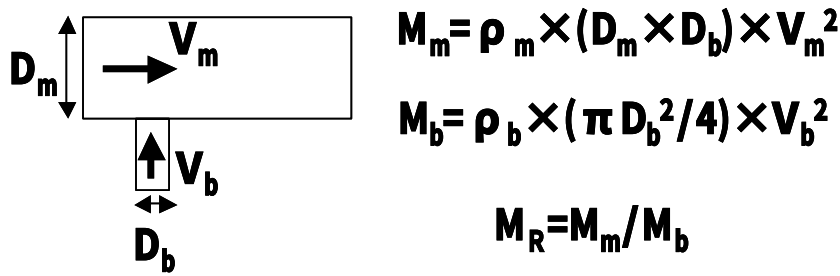


図 3.4 運動量比

各フローパターンは M_R を用いて，以下の判別式で分類できる．

- (1) 壁面噴流： $1.35 < M_R$
 - (2) 偏向噴流： $0.35 < M_R < 1.35$
 - (3) 衝突噴流： $M_R < 0.35$
- (3.2)

3.1.2 実験温度 PSD

各フローパターンの実験温度 PSD を下図に示す。壁面噴流の実験温度 PSD を図 3.5 に、偏向噴流の実験温度 PSD を図 3.6 に、衝突噴流の実験温度 PSD を図 3.7 に示す。横軸は無次元周波数、縦軸は無次元温度 PSD である。

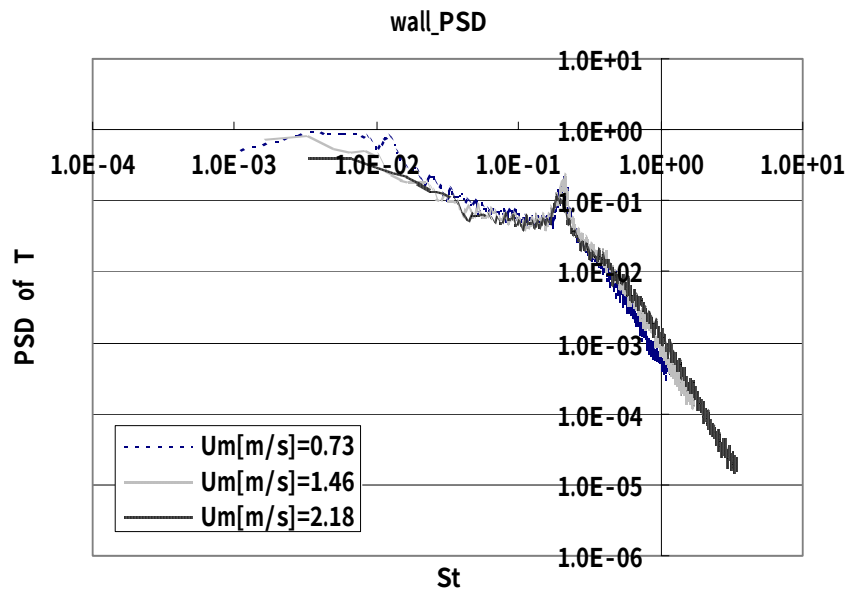


図 3.5 壁面噴流

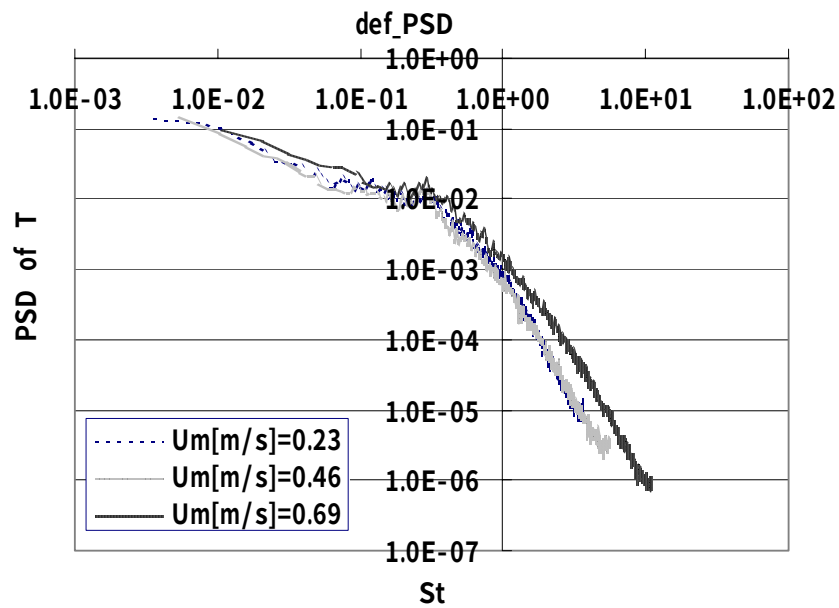


図 3.6 偏向噴流

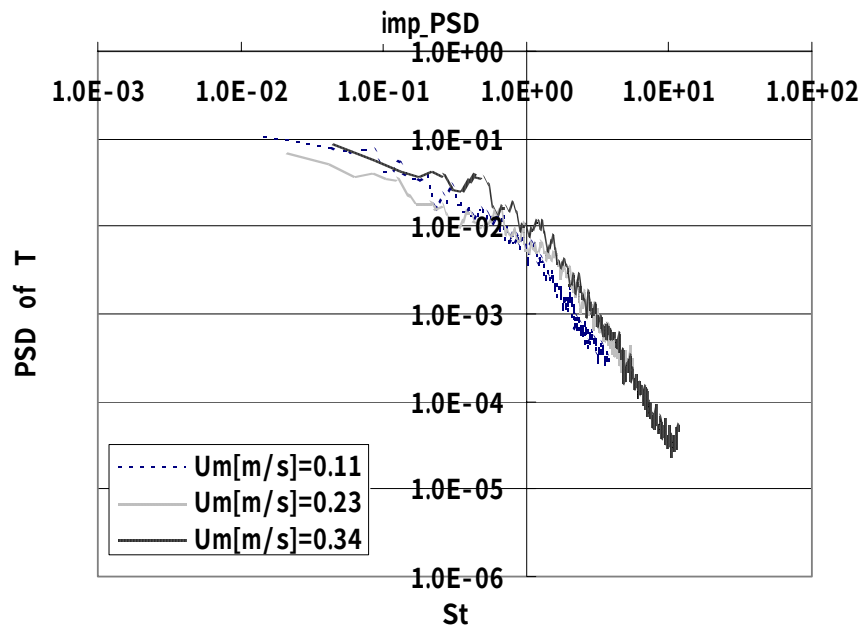


図 3.7 衝突噴流

3.1.3 包絡温度 PSD

図 3.5～3.7 で示した実験温度 PSD は実験データであるため、安全裕度を持たせた包絡温度 PSD を用いることとする。

包絡温度 PSD の作成にあたり、地振動の設計用床応答スペクトルの考え方を参照することとした。

設計用床応答スペクトルでは、床応答スペクトルに影響を与える因子とその予測幅、及びそれに起因する床応答スペクトルの変動幅を適切に把握するとともに、機器の固有周期のずれを考慮することが重要であるとしている。

既往の研究により、床応答スペクトルに変動を与える地盤物性、建屋剛性、地盤ばね定数の算出式及び減衰定数、模擬地震波の位相特性等の因子の影響をカバーするには床応答スペクトルを周期軸方向に±10%拡幅することが必要であることが確認されている。

さらに、縦軸方向には、その周波数における最大応答加速度をとっている。

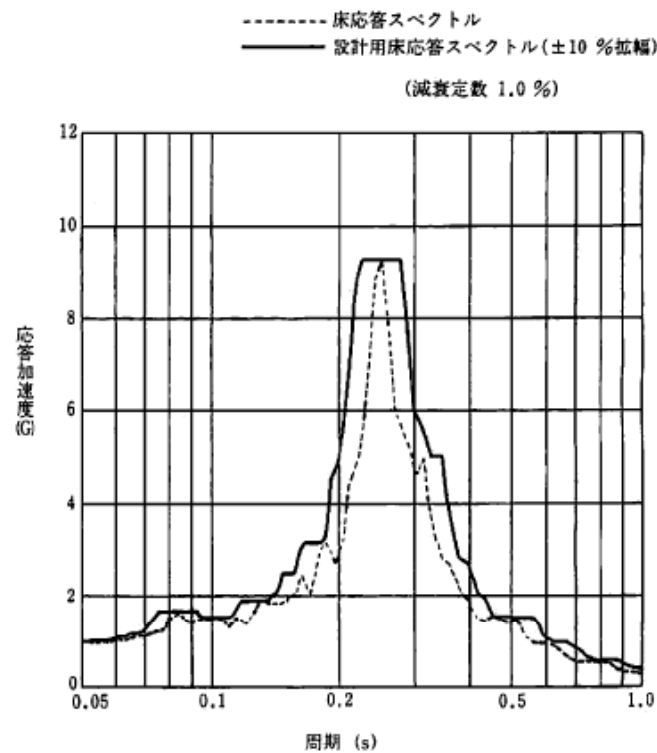


図 3.8 設計用床応答スペクトルの設定例(原子力発電所耐震設計技術指針[6])

この考え方にとり、疲労設計用の包絡温度 PSD を作成した。縦軸方向は、実験無次元温度 PSD の値を包絡し、周期軸方向には±10%拡幅することで、包絡 PSD とした。壁面噴流の包絡温度 PSD を図 3.9 に、偏向噴流の包絡温度 PSD を図 3.10 に、衝突噴流の包絡温度 PSD を図 3.11 に示す。

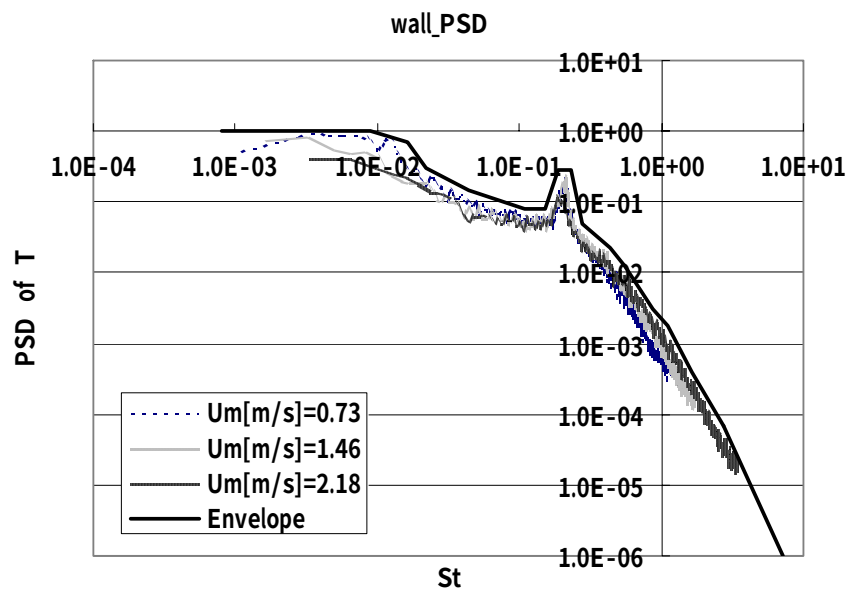


图 3.9 壁面噴流

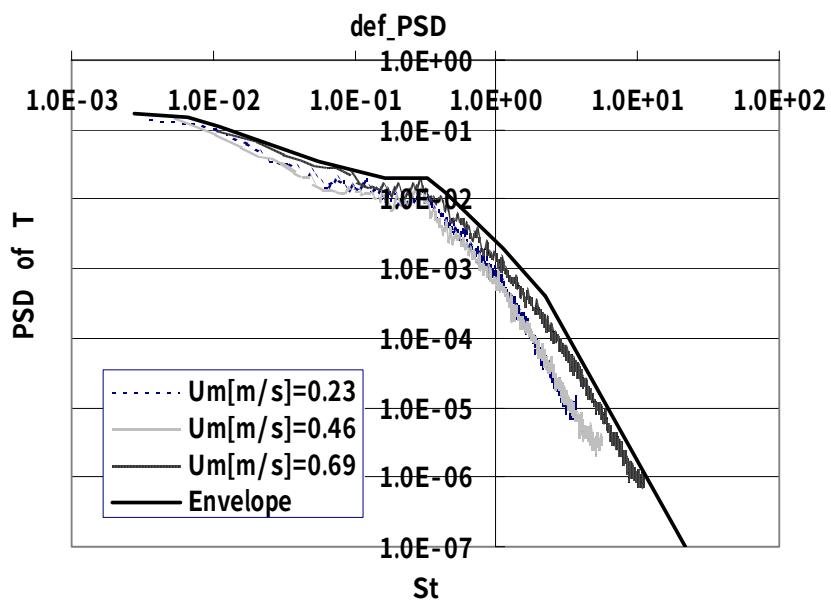


图 3.10 偏向噴流

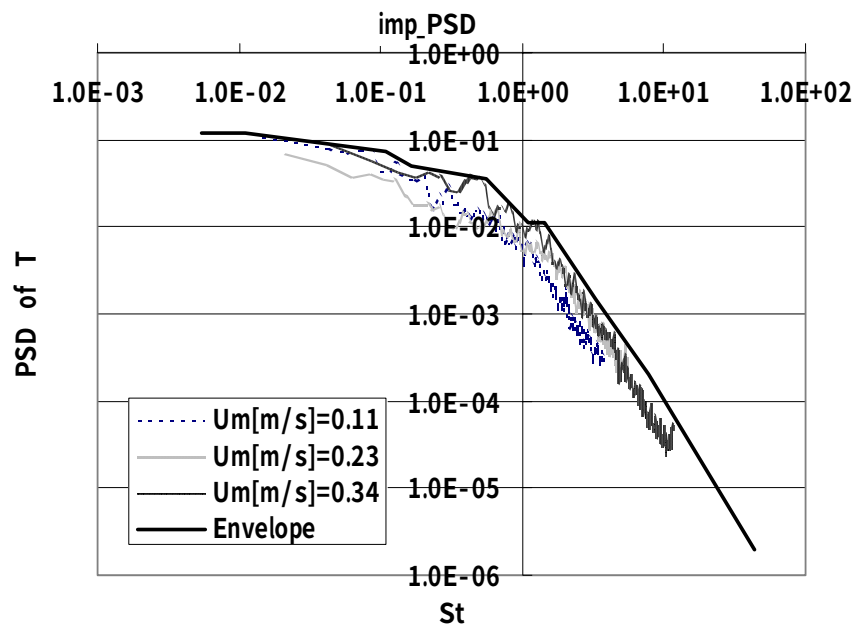


図 3.11 衝突噴流

3.2 周波数伝達関数

笠原ら[3]の提案する周波数伝達関数のゲイン特性をビオ数をパラメータとして計算すると、図 3.12 のようになる。

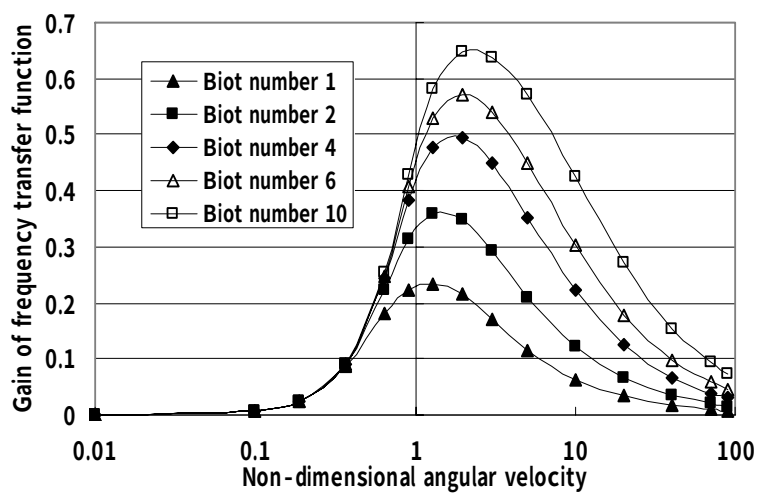


図 3.12 周波数伝達関数のゲイン

周波数伝達関数を温度 PSD に乗算することで、多様な減衰をかけた応力 PSD を作成することができる。

3.3 応力 PSD

3.3.1 各フローパターンごとの応力 PSD

周波数伝達関数を用いて、包絡温度PSDを包絡応力PSDに変換した。今回、ビオ数は1とした。壁面噴流の包絡応力PSDを図 3.13 に、偏向噴流の包絡応力PSDを図 3.14 に、衝突噴流の包絡応力PSDを図 3.15 に示す。横軸は角速度[Hz]，縦軸は応力PSD[Mpa²/Hz]である。

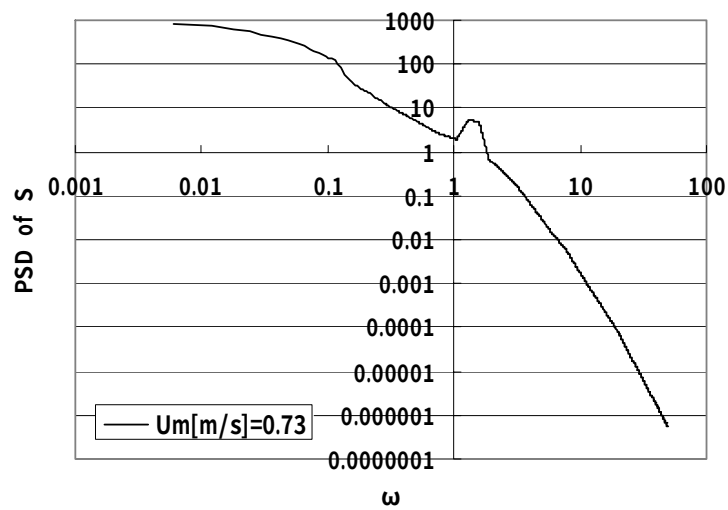


図 3.13 壁面噴流

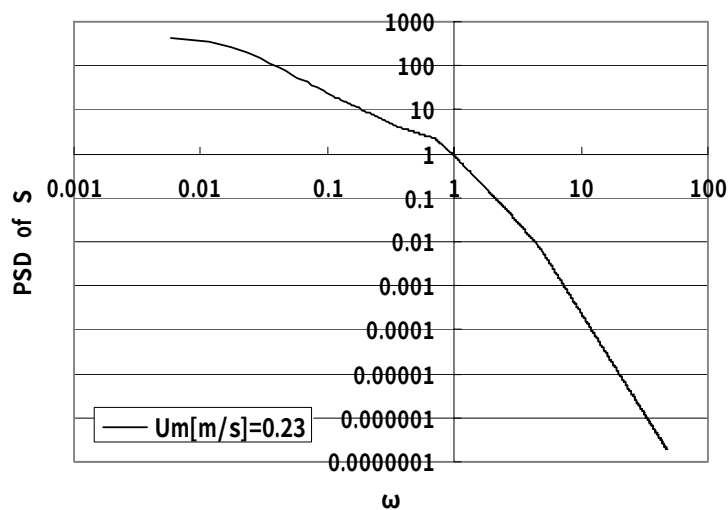


図 3.14 偏向噴流

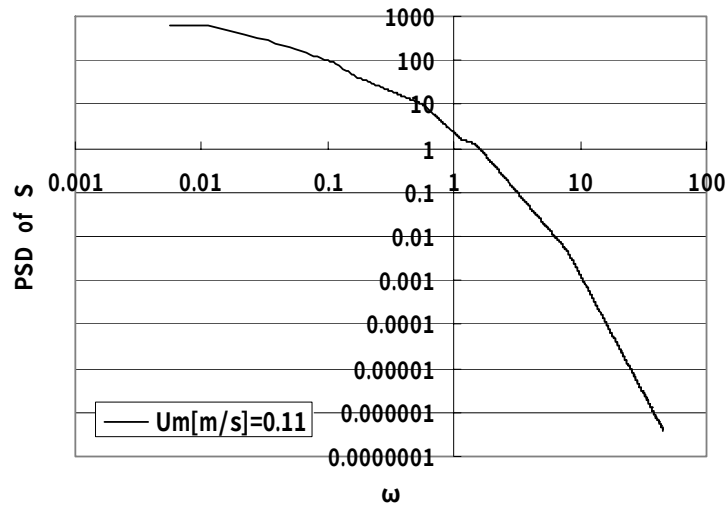


図 3.15 衝突噴流

3.3.2 実験 PSD と応力 PSD の応力分布の比較

包絡応力 PSD が実験で得られた応力 PSD よりも安全側になっているかを評価するため、後述するシミュレーションにより、レインフロー法により、その応力振幅と累積確率の分布を計測した。その結果を図 3.16 に示す。ここで、“experiment”は実験 PSD をレインフロー法により計測した場合の応力振幅分布を示し、“envelope”は包絡応力 PSD をレインフロー法により計測した場合の応力振幅分布を示す。横軸（左向き）は応力振幅の累積確率で応力振幅が 0 のとき 1 となる。縦軸は応力振幅であり、単位は Mpa である。用いた応力 PSD は壁面噴流の応力 PSD であり、ビオ数は 10 とした。この図からも“envelope”のほうがより大きな応力振幅を計測しており、“experiment”より安全側に疲労損傷量进行评估できることが確認できる。

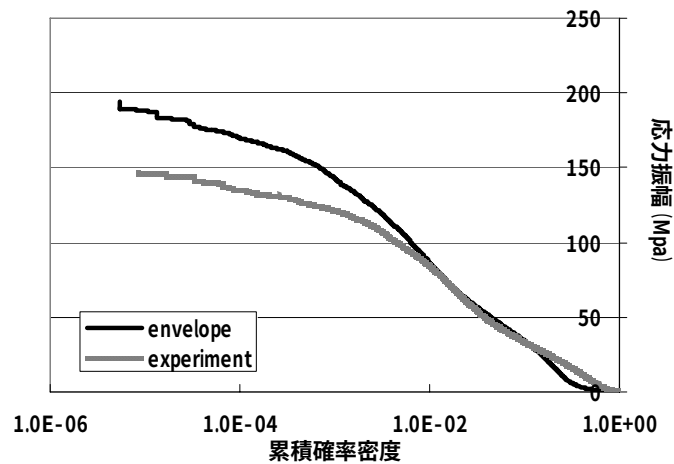


図 3.16 実験 PSD と応力 PSD による応力振幅分布の比較

3.4 疲労損傷量評価

3.4.1 一般的な評価手順

序章でも述べたが，改めて一般的な疲労損傷量評価手順を述べる．与えられた応力 PSD より，応力変動の時刻暦をシミュレートする．次に，得られたシミュレート波より，レインフロー法を用いて応力振幅の頻度を計数する．最後に，得られた応力振幅の頻度と材料の SN 曲線より，マイナー則等の累積損傷則を適用することで疲労損傷量が評価できる．

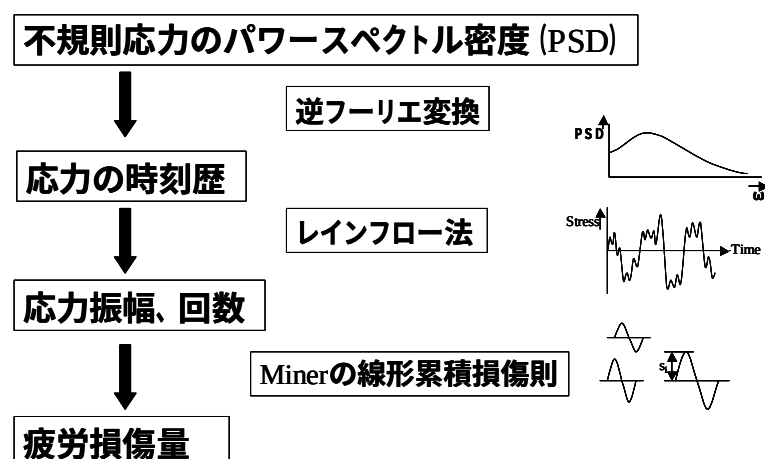


図 3.17 一般的な疲労損傷量評価手順

3.4.2 応力 PSD→応力の時刻歴

図 3.18 に、サイクル機構より提供を受けた有限要素法計算結果の不規則波データに対して高速フーリエ変換を実施し、パワースペクトル密度を算出した結果を示す。高速フーリエ変換を行うにあたって、窓関数としてハニング窓を用い、データ数 7 の移動平均を取っている。横軸は角速度、縦軸は応力 PSD である。

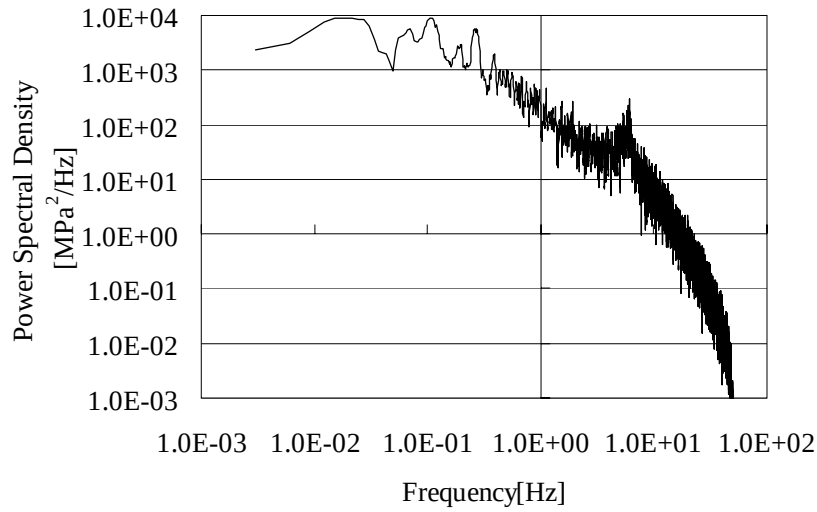


図 3.18 不規則波データのスペクトル解析結果

応力 PSD より不規則波を発生する手法として、最も簡単なものに余弦級数和法が存在する。余弦級数和法は (3.3) で表される。

$$x(t) = \sum_{i=1}^n \sqrt{G(f_i) \Delta f} \cos(2\pi f_i t + \phi_i) \quad (3.3)$$

$G(f)$ は周波数 f におけるパワースペクトル密度、 Δf は周波数のインターバル、 n はパワースペクトル密度の分割数である。 ϕ_i は周波数成分の位相であり $0 \sim 2\pi$ の間に一様に分布する独立乱数をあたえる。 $f_k = \Delta f, \Delta f = \frac{1}{T}$ とおいた場合、余

弦級数和法は式 (3.4) のように書き表すことができ、 $\sqrt{\frac{G(f_k)T}{2}} \exp(i\phi_k)$ の逆フーリエ変換を行うことに対応している。

$$x(t) = \Delta f \sum_{k=0}^{n-1} \sqrt{\frac{G(f_k)T}{2}} \exp(i\phi_k) \exp\left(i \frac{2\pi k t}{N}\right) \quad (3.4)$$

以上に示す逆フーリエ変換によって応力 PSD より不規則波を発生するシステムを構築した。システムの有効性を検討するため、応力 PSD より、逆フーリエ変換によって不規則波を発生させ、レインフロー法により計数を行うことで、応力振幅の確率分布を求めた。得られた応力振幅分布を、PSD 算出に用いた時刻歴データの応力振幅計数結果と共に図 3.19 に示す。求められた応力振幅分布は、PSD を求めるために用いた実データの計数結果と良く一致しており、システムの有効性が確認された。

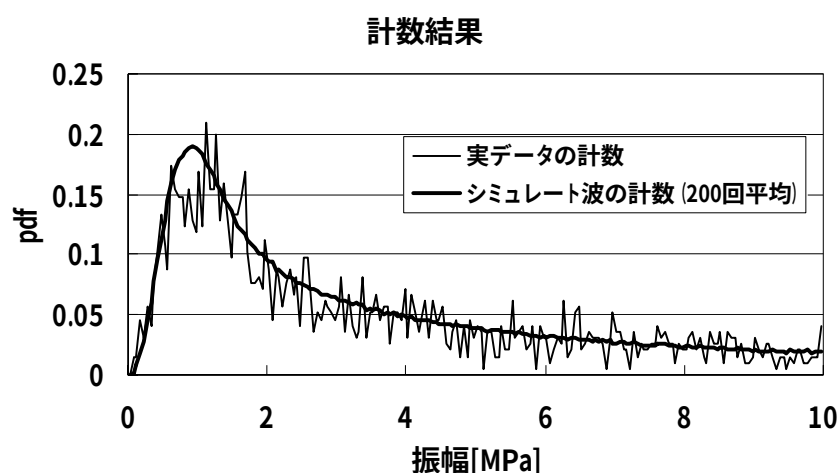


図 3.19 PSD から求められた応力振幅分布

3.4.3 応力の時刻歴→応力振幅，回数

得られた応力の時刻歴を，レインフロー法でカウントすることにより，応力振幅の大きさとその回数をカウントする。

3.4.4 応力振幅，回数→疲労損傷量

マイナー則と呼ばれる累積損傷則は，種々の応力レベル S_i での負荷回数を n_i とすると，その累積損傷度 D は

$$D = \sum_i \left(\frac{n_i}{N_i} \right), \text{ ただし } N_i = N(S_i) \quad (3.5)$$

で定義される。累積損傷度 D が致命損傷量に到達する時点で破壊が起こる。一般に 1 の周りにばらつくことが知られている。[5]

3.4.5 材料ごとの SN 線図

高速炉の原子炉容器に使用予定の SUS316FR 鋼と冷却系機器と配管に使用予定の改良 9Cr 鋼，さらに SUS304FR 鋼の SN 線図を図 3.20 に示す．[7]横軸が繰り返し回数，縦軸が応力振幅[Mpa]である．

最適疲労破損式は材料試験結果の平均値を近似したものである．

SUS316FR 鋼，SUS304FR 鋼は硬化材であるため，SN 線図の勾配が比較的急であるのに対し，改良 9Cr 鋼は軟化材であるため，比較的緩やかになっている．

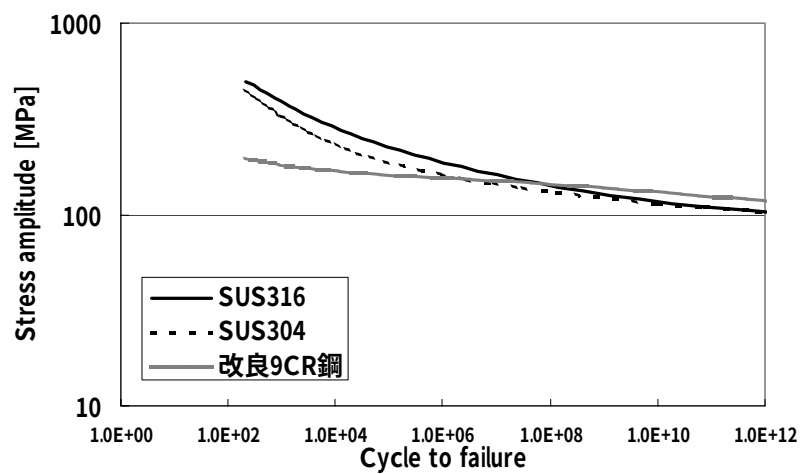


図 3.20 SN 線図

3.4.6 level crossing 計数法による疲労損傷量評価

これに対し, level crossing 計数法で評価した単位時間当たり疲労損傷量は, (2.43) で示した通り, 応力 PSD の特徴量である λ_0 , λ_2 が分かれば, 計算することができる. (2.43) を改めて記述すると,

$$E(D^{LCC}) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\lambda_2}{\lambda_0}} \int_0^\infty \frac{1}{N(S)} \frac{S}{\sigma_x^2} e^{-\frac{S^2}{2\sigma_x^2}} dS \quad (3.6)$$



図 3.21 level crossing 計数法による疲労損傷量評価手順

3.4.7 レインフロー法と level crossing 計数法による損傷量比較

応力振幅計数手法は, レインフロー法以外にもいくつかの手法が知られているが, Tovo[3]は, レインフロー法を始めとした計数手法によって評価される損傷量が, (3.7) に示す大小関係にあるとしている.

$$E[D^{RC}] \leq E[D^{RFC}] \leq E[D^{LCC}] \leq E[D^{PC}] \quad (3.7)$$

ここで, RFC はレインフロー法, RC はレンジ計数法, LCC は level crossing 計数法, PC はピーク計数法を示している.

実際に Tovo が言うように, level crossing 計数法で評価した疲労損傷量がレインフロー法で評価した疲労損傷量より大きいのかどうかを, 応力振幅の分布の観点から評価した. その結果を図 3.22 に示す.

横軸 (左向き) は応力振幅の累積確率で応力振幅が 0 のとき 1 となる. 縦軸は応力振幅であり, 単位は Mpa である. 『RFC』はレインフロー法を用いた場合の応力振幅とその累積確率分布である. 『LCC』は level crossing 計数法を用いた場合の応力振幅とその累積確率分布である. 用いた応力 PSD は壁面噴流の応力 PSD である.

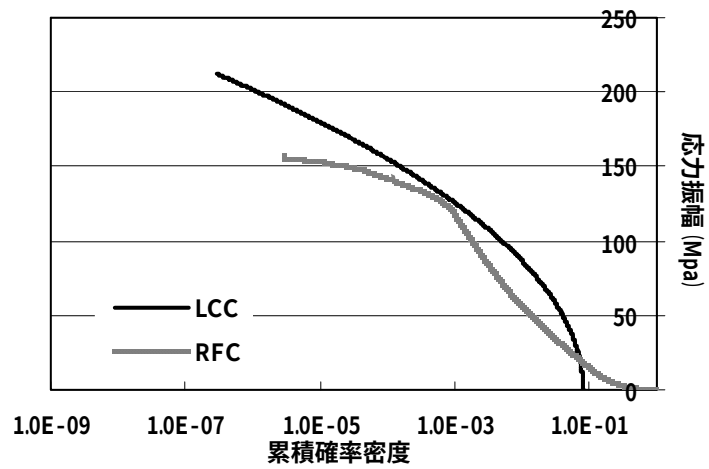


図 3.22 レインフロー法と level crossing 計数法による応力振幅分布

図 3.22 から、『LCC』の応力分布が『RFC』を包絡する形になっていることが分かる．そのため、損傷量を比較した場合も『LCC』のほうが『RFC』よりも大きくなる．

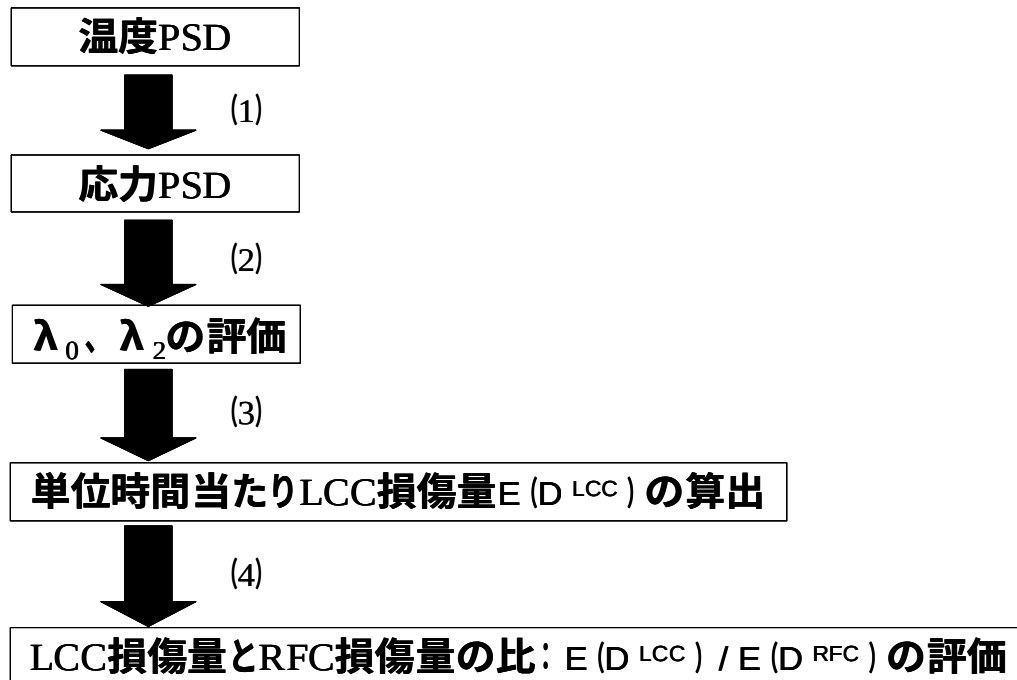
第4章 技術設計指針の提案

level crossing 計数法で評価した疲労損傷量がレインフロー法で評価した疲労損傷量より大きいことを第三章で示した。

これを踏まえて、現場で適用可能となるような技術設計指針を本章で提案する。

4.1 技術設計指針の提案

実際の現場で適用可能となるような技術設計指針として以下のようなものを提案する.



- (1) 各フローパターンごとの温度 PSD を周波数伝達関数を用い多様な減衰をかけることで応力 PSD を作成する.
- (2) 作成した応力PSDの応力の 0 次モーメント, 2 次モーメントである λ_0 , λ_2 を評価する.
- (3) (2) で得られた λ_0 , λ_2 により単位時間当たり level crossing 計数法による疲労損傷量 $E[D^{LCC}]$ を算出する.
- (4) (3) で評価した level crossing 計数法による疲労損傷量が, 最も合理的であるとされるレインフロー法で評価した場合の疲労損傷量と比較して, どの程度の損傷比になっているのかを示す, $(E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}])$ を用いることで, level crossing 計数法による疲労損傷量から間接的にレインフロー法による疲労損傷量を概算評価する.

4.2 $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の評価

$E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の値を応力 PSD の特徴量からまとめて表を作成しておけば、実際の現場においても利用できるような指針となりうる。

そこで $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ がどのような応力 PSD の特徴量に大きく依存するのかについて以下の二つについて着目することとした。

- (1) 応力 PSD の応力 0 次モーメント λ_0
- (2) 不規則度指数 α_2

4.2.1 $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の λ_0 依存性

応力 PSD の応力 0 次モーメントである λ_0 は、応力 PSD のパワーを示す指標であり、 λ_0 疲労限以上の応力振幅の割合がより支配的になっていくため、 $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ に大きく影響を与えと考えられる。

4.2.2 $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の α_2 依存性

(2.35) より極大値の確率密度関数 $f_p^+(\beta)$ の不規則度 $\varepsilon = \sqrt{1-\alpha^2}$ による変化を図 3.1 に示す。

$\alpha_2 \rightarrow 1$ ，すなわち $\varepsilon \rightarrow 0$ の狭帯域波では、

$$f_p^+(\beta) = \frac{\beta}{\sigma_x^2} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2\sigma_x^2}\right) \quad (\beta \geq 0) \quad (4.1)$$

なるレイリー分布に近づき、 $\alpha_2 \rightarrow 0$ ，すなわち $\varepsilon \rightarrow 1$ の広帯域波になると、

$$f_p^+(\beta) = \sqrt{\frac{1}{2\pi\sigma_x^2}} \exp\left\{-\frac{\beta^2}{2\sigma_x^2}\right\} \quad (-\infty < \beta < \infty) \quad (4.2)$$

なる正規分布に近づく。一般には両者の中間の分布となる。

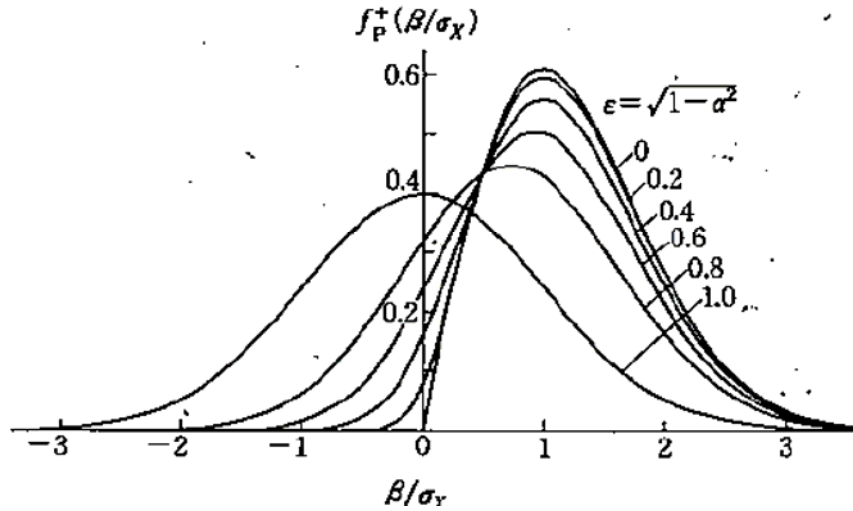


図 4.1 定常正規確率過程の極大値の確率密度

S.O.Rice[8]も、疲労損傷量が帯域性に大きな影響を受けることを明らかにしており、 α_2 は上記のように極大値の確率密度分布が変化するため、 $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の値に大きな影響を与えられとされる。

4.3 解析手順

4.3.1 $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の λ_0 依存性の検討

$E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の λ_0 依存性の検討に当たり、壁面噴流、偏向噴流、衝突噴流の包絡温度PSDに、ビオ数 1 の場合の減衰をかけて包絡応力PSDを作成した。作成した包絡応力PSDを縦軸上方向に線形変化させることにより λ_0 の値を変化させ、それぞれの包絡応力PSDに対して、 $E[D^{LCC}]$ を求め、 $E[D^{RFC}]$ との比較を行った。壁面噴流の結果を図 4.2 に、偏向噴流の結果を図 4.3 に、衝突噴流の結果を図 4.4 に示す。いずれの結果も、 $E[D^{RFC}]$ を 1 としている。なお、シミュレートの計数は 400 回、累積損傷則としてはマイナー則を用い、構造材料はSUS316FR鋼である。横軸が λ_0 、縦軸が $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の値である。

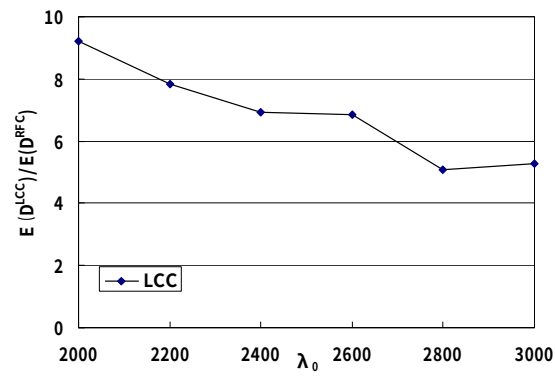


図 4.2 壁面噴流

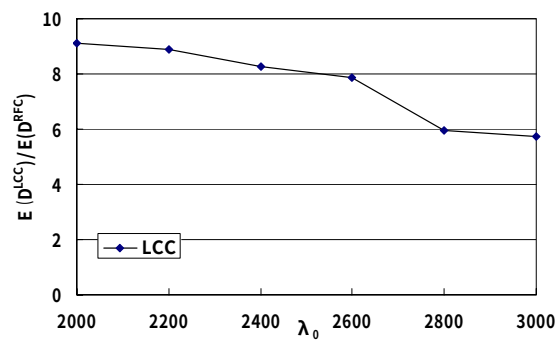


図 4.3 偏向噴流

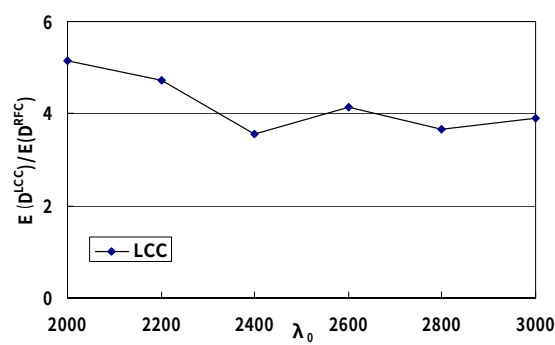


図 4.4 衝突噴流

図 4.2～図 4.4 を見ても分かるとおり，どのフローパターンにおいても λ_0 が大きくなるほど， $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の値が小さくなっていく傾向が見られることが分かる。

4.3.2 $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の α_2 依存性の検討

包絡温度PSDに、実際に設計で想定される範囲の各ビオ数（1, 2, 4, 6, 10）ごとの伝達関数を乗算して作成した包絡応力PSDを縦軸方向、横軸方向に線形変化させることにより λ_0 , λ_2 の値が所定の値となるようにした。 λ_0 , λ_2 の値を一定値にすることで、 $E[D^{LCC}]$ の値は一定値になり、 $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の、波の狭帯度を示す α_2 の値に対する依存性が明らかとなる。今回、 $\lambda_0=2000$, $\lambda_2=6000$ と実際に想定される値に設定して検討を行った。

壁面噴流の結果を図 4.5 に、偏向噴流の結果を図 4.6 に、衝突噴流の結果を図 4.7 に示す。いずれの結果も、 $E[D^{RFC}]$ を1としている。なお、シミュレートの計数は 400 回、累積損傷則としてはマイナー則を用い、構造材料はSUS316FR鋼である。横軸が α_2 、縦軸が $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の値である。

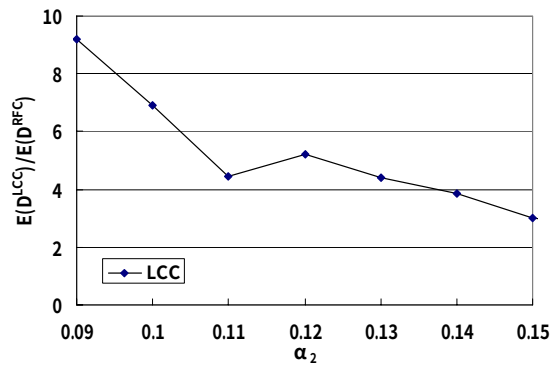


図 4.5 壁面噴流

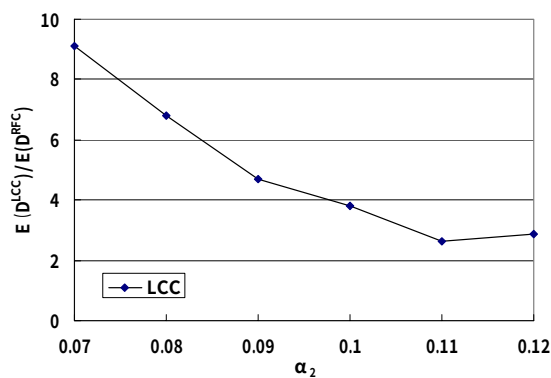


図 4.6 偏向噴流

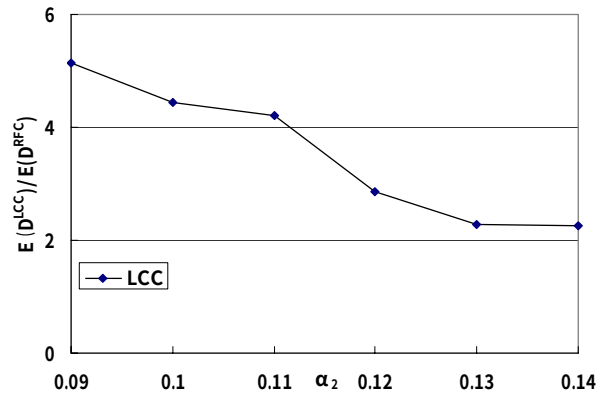


図 4.7 衝突噴流

4.4 $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の損傷量比

4.4.1 SUS316FR 鋼, SUS304FR 鋼の損傷量比

4.2～4.4 のシミュレーションを繰り返し, $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の値を各材料ごとにまとめた. 実際に設計寿命で想定される範囲は 60～100 年であるため, $E[D^{RFC}]$ から計算される寿命が 60～100 年になる範囲でまとめた. SUS316FR 鋼の壁面噴流, 偏向噴流, 衝突噴流の結果を Table4.1, Table4.2, Table4.3 に, SUS304FR 鋼の壁面噴流, 偏向噴流, 衝突噴流の結果を Table4.4, Table4.5, Table4.6 にそれぞれ示す.

		α_2						
		0.09	0.1	0.11	0.12	0.13	0.14	0.15
λ_0	2000	9.21	6.9	4.45	5.23	4.4	3.86	3.02
	2200	6.9	5.94	4.54	3.85	3.54	3.22	2.65
	2400	4.45	5.41	4.17	3.5	3.1	3.16	2.58
	2600	5.23	4.97	4.2	3.59	3.17	2.82	2.54
	2800	4.4	4.99	3.44	3.2	2.69	2.66	2.26
	3000	3.86	3.99	3.59	3.78	2.52	2.57	2.22

Table 4.1 SUS316FR 鋼 壁面噴流

		α_2					
		0.07	0.08	0.09	0.1	0.11	0.12
λ_0	2000	9.11	6.81	4.69	3.8	2.64	2.89
	2200	8.87	6.06	4.13	3.39	3.12	2.96
	2400	8.26	5.48	3.32	2.99	3.31	2.75
	2600	7.86	4.2	3.71	2.5	2.58	2.14
	2800	5.95	4.13	3.64	2.88	2.82	2.14
	3000	5.75	3.78	2.91	2.82	2.47	2.1

Table 4.2 SUS316FR 鋼 偏向噴流

		α_2					
		0.09	0.1	0.11	0.12	0.13	0.14
λ_0	2000	5.14	4.44	4.22	2.86	2.29	2.25
	2200	4.72	3.9	3.22	2.69	2.53	2.3
	2400	3.55	3.63	2.78	2.8	2.34	2.49
	2600	4.13	3.24	2.29	2.25	2.55	2.18
	2800	3.67	3.19	2.72	2.49	2.12	2.14
	3000	3.89	3.28	2.64	2.34	2.01	1.83

Table 4.3 SUS316FR 鋼 衝突噴流

		α_2						
		0.09	0.1	0.11	0.12	0.13	0.14	0.15
λ_0	1600	28.99	14.31	7.57	7.37	5.83	3.91	4.2
	1800	18.74	11.2	9.4	6.46	6.19	3.54	4.42
	2000	11.21	8.04	5.88	5.27	4.22	4.34	3.11
	2200	7.11	5.69	5.28	3.79	3.15	3.37	2.82

Table 4.4 SUS304FR 鋼 壁面噴流

		α_2					
		0.07	0.08	0.09	0.1	0.11	0.12
λ_0	1600	35.2	17.01	7	8.42	6.53	3.64
	1800	22.33	10.85	5.45	5.54	3.73	4.02
	2000	14.59	7.01	5.85	4.6	3.68	3.3
	2200	7.91	7.19	5.29	3.48	2.56	2.97

Table 4.5 SUS304FR 鋼 偏向噴流

		α_2					
		0.09	0.1	0.11	0.12	0.13	0.14
λ_0	1600	9.93	5.69	6.91	6.12	4.3	4.27
	1800	12.11	6.66	3.99	3.9	2.9	2.92
	2000	7.51	5.45	3.93	3.56	2.28	2.4
	2200	4.16	4	3.44	2.48	2.33	2.12

Table 4.6 SUS304FR 鋼 衝突噴流

つづいて、図 4.8 に SUS316FR 鋼、壁面噴流、図 4.9 に SUS316FR 鋼、偏向噴流、図 4.10 に SUS316FR 鋼、衝突噴流の結果を、図 4.11 に SUS304FR 鋼、壁面噴流、図 4.12 に SUS304FR 鋼、偏向噴流、図 4.13 に SUS304FR 鋼、衝突噴流の結果を示す。各々の図は $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の値を 3 段階（5 倍以上、3 倍以上 5 倍以下、2 倍以上 3 倍以下）に分けて表現している。

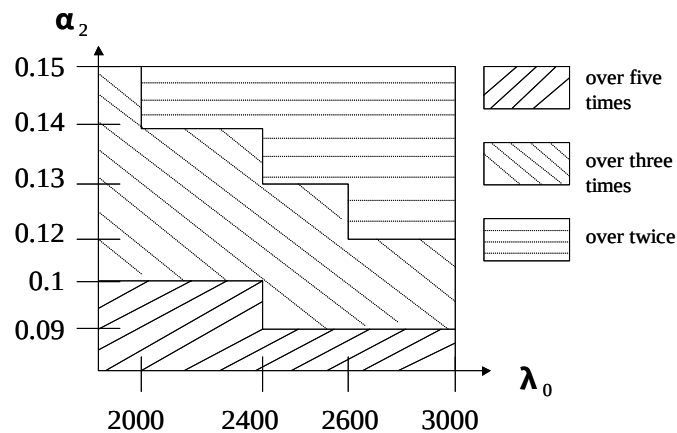


図 4.8 SUS316FR 鋼 壁面噴流

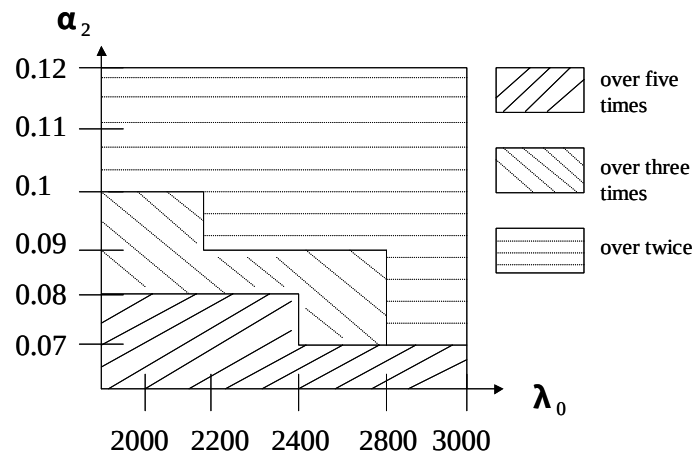


图 4.9 SUS316FR 鋼 偏向噴流

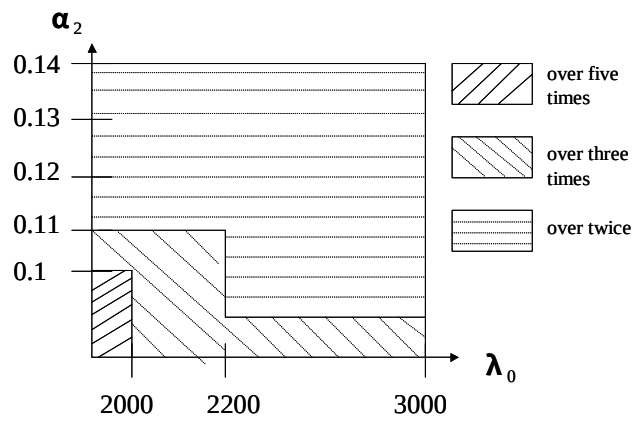


图 4.10 SUS316FR 鋼 衝突噴流

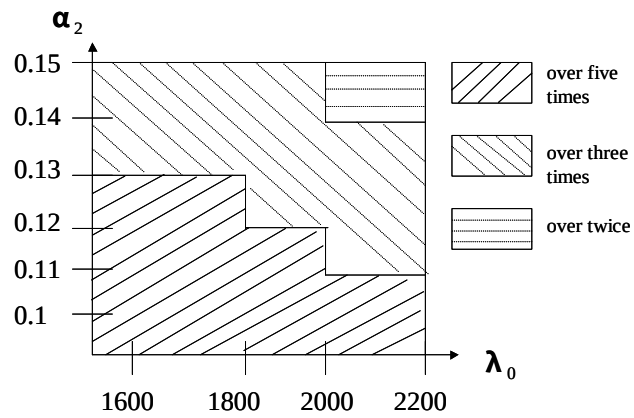


图 4.11 SUS304FR 鋼 壁面噴流

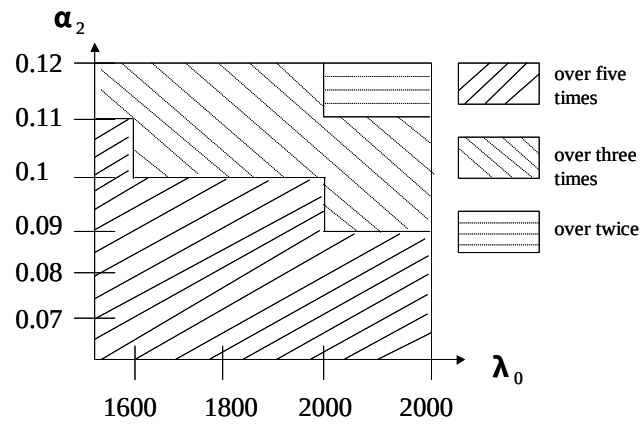


图 4.12 SUS304FR 鋼 偏向噴流

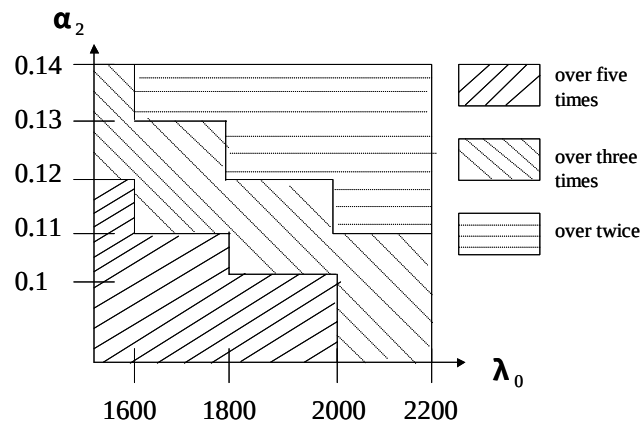


图 4.13 SUS304FR 鋼 衝突噴流

4.4.2 改良 9Cr 鋼の損傷量比

改良 9Cr 鋼の壁面噴流, 偏向噴流, 衝突噴流の結果を Table4.7, Table4.8, Table4.9 にそれぞれ示す.

		α_2						
		0.09	0.1	0.11	0.12	0.13	0.14	0.15
λ_0	1500	34423	33222	856	3546	231	1774	410
	1600	62206	4811	434	323	156	516	47
	1700	2323	757	62.43	13	52	25	87
	1800	62	210	102	382	34	181	6

Table 4.7 改良 9Cr 鋼 壁面噴流

		α_2					
		0.07	0.08	0.09	0.1	0.11	0.12
λ_0	1500	127043	21147	14243	1177	907	170
	1600	67443	3005	5683	1027	254	26
	1700	92	521	1322	372	139	84
	1800	29769	2080	101	103	29	9

Table 4.8 改良 9Cr 鋼 偏向噴流

		α_2					
		0.09	0.1	0.11	0.12	0.13	0.14
λ_0	1500	18334	476	1735	1430	74.96	149
	1600	183	601	12	53	96	43
	1700	1665	176	12	425	138	96
	1800	274	19	10	13	17	31

Table 4.9 改良 9Cr 鋼 衝突噴流

改良 9Cr 鋼は軟化材であるために、図 3.19 のように SN 線図の勾配は緩やかになる。そのため、疲労限以上の応力がわずかでも計数されるだけで、その損傷量は大きくなってしまう。

改良 9Cr 鋼の場合、level crossing 計数法で評価した疲労損傷量は、Table4.7, Table4.8, Table4.9 から分かりますとおり、レインフロー法で評価した疲労損傷量よりも過剰に保守的になってしまっている。

さらに、現状用いているシミュレーションではその試行回数を増やしても、 $E[D^{LCC}] / E[D^{RFC}]$ の値は安定しない。

そのため現状で考えられる方法としては、level crossing 計数法で評価した疲労損傷量のみを用いて設計に役立てるということが考えられる。

しかし、この場合も ” 配管の高サイクル熱疲労に対する評価指針 ” [1] で適用される手法と比較して、過剰に保守的になっていないかなど別途検討する必要がある。

4.5 技術設計指針

以上を踏まえて、技術設計の指針を提案する．図 4.13 に設計指針のフローチャートを示す．ただし，ここでは SUS316FR 鋼，SUS304FR 鋼を前提とする．

Ex.設計寿命100年の場合

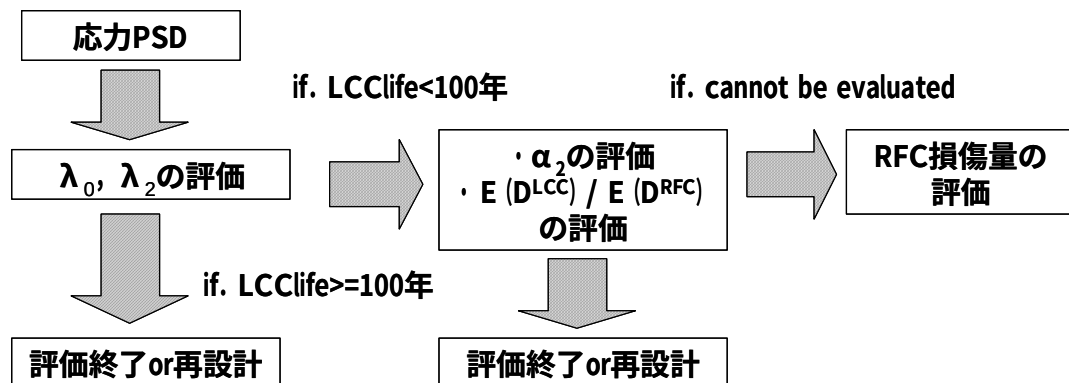


図 4.13 設計指針のフローチャート

手順としては次の通りである．

- (1) 応力PSDの特微量である λ_0 ， λ_2 の値を算出し，これと材料のSN曲線とから $E[D^{LCC}]$ を求める．
- (2) (1) で求められた $E[D^{LCC}]$ が設計寿命で許容される損傷量より小さければ，設計を妥当とし，これ以上の評価を不要とする．
- (3) (1) で求められた $E[D^{LCC}]$ が設計寿命で許容される損傷量より大きい場合，応力PSDの α_2 の値を算出し，算出された $E[D^{LCC}]$ が $E[D^{RFC}]$ に対してどれくらい安全側に見積もっているのかを示す $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ の値を図 4.8～4.12 の表から読み取る．
- (4) (3) の結果，間接的に求めた $E[D^{RFC}]$ が設計寿命で許容される損傷量より小さければ，評価を終了する．(3) の結果，間接的に求めた $E[D^{RFC}]$ が設計寿命で許容される損傷量より大きい場合，再設計を行う．
- (5) (4) の方法によった場合でも損傷量が許容値以下であることが確認出来ない場合に限って， $E[D^{RFC}]$ を求める．

第5章 結言

本章では, 以上を踏まえての最終的な結論を述べ, 今後の課題について述べる.

本研究では、有効性の高い既存の疲労損傷量評価手法としてlevel crossing 計数法を採り上げ、level crossing計数法により評価した疲労損傷量とレインフロー法により評価した疲労損傷量との比の値である $E[D^{LCC}]/E[D^{RFC}]$ を応力PSDの特徴量である λ_0 と α_2 によって関連付けることにより、応力PSDの特徴量のみからレインフロー法による疲労損傷量の近似値の評価が可能となる手法を確立するとともに、実際の現場で利用可能となるような汎用性のある技術設計指針の作成方法の確立に成功した。

しかし、改良 9Cr 鋼のように適用が難しい部材も存在するため、今後別途新たな手法を提案するなど、何らかの検討は必要となる。

さらに、サーマルストライピング現象以外にも、原子炉容器において、温度成層面の揺らぎによる熱応力が発生するという現象も報告されており、当該現象に対しても、今回確立した手法が適用可能かどうかは今後検討する必要がある。

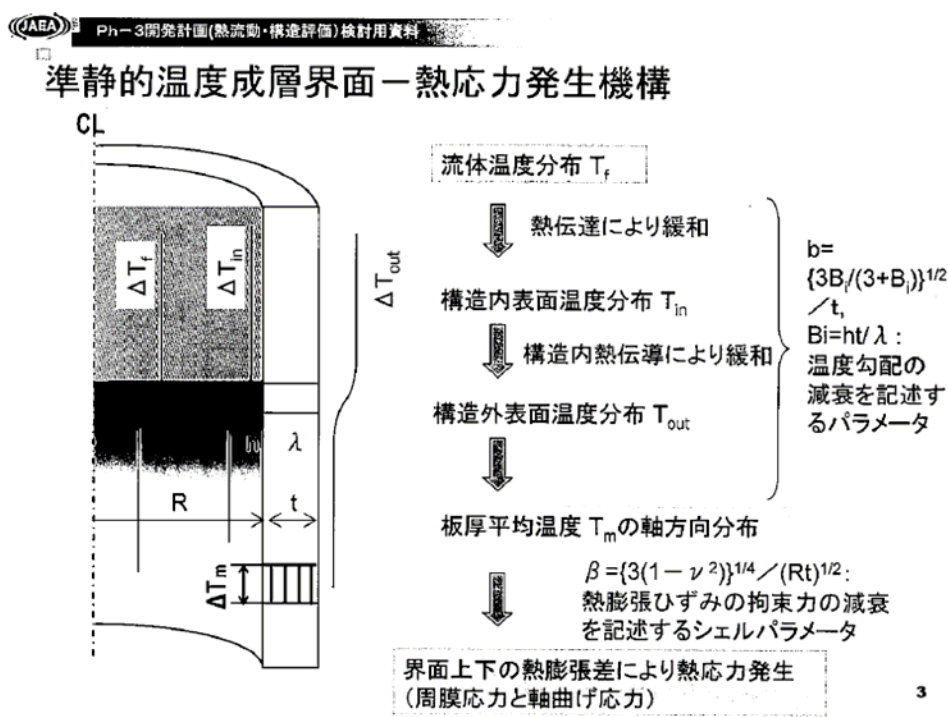


図 5.1 準静的温度成層界面－熱応力発生機構

参考文献

- [1] 日本機械学会基準 S017, ” 配管の高サイクル熱疲労に関する評価指針 ”
- [2] K. Kasahara, N. Kimura, and H. Kamide: Thermal Fatigue Evaluation Method Based On Power Spectrum Density Functions Against Fluid Temperature Fluctuation, ASME, PVP2005-71307
- [3] R. Tovo: Cycle distribution and fatigue damage under broad-band random loading. International Journal of Fatigue, Vol.24, 2002, pp.1137-1147
- [4] 市川昌弘, 構造信頼性工学, 海文堂, 1988
- [5] 岡村弘之, 板垣浩, 強度の統計的取扱い, 培風館, 1979
- [6] 日本電気協会, 電気技術基準調査委員会, 原子力発電所耐震設計技術指針, JEAG4601, 1987
- [7] 日本溶接協会, 原子力研究委員会, FME 小委員会, 原子力発電所耐震設計技術指針, 1999
- [8] S.O.Rice “Mathematical theory of random noise” Bell Syst. Tech J.23 and 24(1944 and 1945)

あとかき

謝辞

研究を進めるにあたって、指導教官であった酒井先生、泉先生、博士課程の岡島さんをはじめとして研究室の皆さんには大変お世話になりました。そして、サイクル機構の笠原氏には、非常に多くの助言などをいただき、このように論文を完成するに至りました。改めてこの場を借りて御礼を申し上げたいと思います。2年間お世話になりました。

付録

付録として温度成層面の揺らぎに関する論文を掲載する.

STUDY ON THERMAL STRATIFICATION IN A COMPACT REACTOR VESSEL OF ADVANCED SODIUM COOLED REACTOR

Hideki Kamide¹*, Hiroshi Ogawa¹, Nobuyuki Kimura¹, Kenji Hayashi¹ and Akira Tobita¹

¹ *Oarai Research and Development Center
Japan Atomic Energy Agency
Oarai, Ibaraki, 311-1393, Japan*

phone: +81-29-267-4141, E-mail: kamide.hideki@jaea.go.jp

ABSTRACT

Thermal stratification after a scram is one of main thermal loads of a reactor vessel in sodium cooled reactor. Water experiments using an 1/10th scaled model were carried out for an advanced loop type sodium cooled reactor, which was designed by FBR Feasibility Study in Japan. The reactor vessel is highly compact and has an upper inner structure (UIS), which consists of perforated baffle plates and has a slit in radial direction for fuel handling. This slit makes high velocity flow in the UIS. Steep temperature distribution across the stratification interface and temperature fluctuations were found near the UIS slit in the experiment. It was revealed that they were resulted from the impingement of the jet through the slit at the interface. Parameter experiments for Ri number showed that the rising speed of the stratification interface was well correlated with the Ri number. Dominant period of temperature fluctuations at stratification interface was influenced by the jet velocity through the UIS slit and also temperature difference across the interface.

1. INTRODUCTION

Feasibility study on fast breeder reactor (FBR) and related fuel cycle system (Noda, 2000) has been carried out in Japan Atomic Energy Agency (JAEA). Design study on an advanced sodium cooled reactor was performed as one of significant candidates of FBR in the feasibility study. One of design issues is higher cost performance, then several innovative design concepts were incorporated (Shimada, 2002). As for the reactor vessel, a compact vessel of 10m in diameter has 1,500 MWe of power. A column type UIS (upper inner structure) is adopted, which consists of control rod guide tubes, instrumentations, and several perforated plates as structural components. In order to reduce the vessel diameter, the UIS has a slit in radial direction, which allows the arm of a fuel handling machine to go into the UIS and access all the subassemblies without large displacement of the UIS. Further, the UIS has no outer cover and permits the flow exiting from the core to go through the perforated plates, which will increase a mixing volume in the compact reactor vessel and mitigate thermal shock brought by the scram transient. The primary cooling system has only two loops in order to reduce number of components and then, the two hot leg pipes are inserted vertically through the upper deck and set at the middle height in the upper plenum of reactor vessel. This two-loop configuration will increase the flow velocity toward the intakes of the hot legs in the upper plenum of the reactor vessel.

Flow velocity in the upper plenum is high due to the compact geometry, especially in the slit of UIS. It will influence thermal hydraulic phenomena, e.g., gas entrainment at free surface, cavitation, and thermal stratification. The gas entrainment issue was investigated by several experiments, e.g., 1/10th scaled water test and 1/1.8th partial model experiment and also numerical analyses. Based on experimental results of the 1/10th model, a plug is inserted in

the upper plenum to prevent the jet through the UIS slit from impinging the free surface (Kimura, 2005). The 1/1.8th scaled model showed that the gas entrainment could be avoided with consideration of scale effect (Kimura, 2004). As for the thermal stratification, the local and high flow velocity in the UIS slit will cause local entrainment at the stratification interface and may bring waves of the interface.

Water experiments and also sodium experiments (Vidal, 1988, Ieda, 1990, Koga, 1997, Kimura, 1999) were carried out for the thermal stratification phenomena in conventional sodium-cooled reactors, where homogeneous flow velocity in azimuthal angle was formed in a reactor vessel. Effects of Reynolds number (Re) and Richardson number (Ri) on the thermal stratification were investigated by a water experiment (Moriya, 1987) and temperature fluctuation due to sloshing phenomena of stratification interface were recognized.

In this study, the thermal stratification phenomena during the scram transient was investigated by using the 1/10th scaled model of the reactor vessel upper plenum, where water was used as working fluid. Balance between buoyancy force and inertia force, i.e., Ri number in the experiment was set equal to that in the designed reactor. The temperature difference between the initial hot temperature in the plenum and cold flow from the core after the scram was set at 25°C. Then the flow velocity at the core outlet became only 1/10th of that in the designed reactor. Thus, Re number distortion is order of 100. However, it is believed that phenomena caused by the local and high velocity flow through the UIS slit can be examined in this small scaled water test. The experimental study was carried out to see the influences of the column type UIS with a slit and to find mechanism of characteristic phenomena. Experimental parameters were the UIS with or without the slit and Ri number.

2. EXPERIMENTAL SETUP

Figure 1 shows the test section of the upper plenum of the reactor vessel. The upper plenum and major components were modeled by 1/10th scale. Each of the horizontal perforated plates (called baffle plates) of the UIS has a slit. Horizontal plates called dipped plate are set under the free surface according to the design, which decrease flow velocity near the free surface and prevent the gas entrainment. All of the outlet of subassemblies are also modeled.

Figure 2 shows a flow diagram of the test facility. The experimental apparatus consists of the test section, a heater of 50kW power, a cold tank of 15m³ in volume, a pump, and a chilling unit. At the initial condition, hot water of 40°C is circulated in the test section through the heater and the cold tank is cooled down at 15°C separately. When the scram transient is started, the flow path connecting to the test section is switched to the line through the cold tank and flow rate through the simulated core is reduced to pony motor operation level and kept constant. In the design, there is no pony motor in the reactor, however, the primary flow rate is kept at 15% of the full power condition after the scram. This 15% flow rate is referred as the pony motor level, hereafter. The cold water is provided into the upper plenum model and the thermal stratification is simulated. In this manner, early phase of transient including the flow coast-down is difficult to simulate due to the slow transient of temperature decrease at the core outlet. Thus, development of the stratification after the initial formation is of interest. The simulation time depends on the flow rate after the scram and water volume in the cold tank.

Temperatures in the upper plenum were measured by the copper-constantan thermocouples (TCs) of 0.5 mm in diameter. Configuration of the thermocouples and the coordinates in the plenum are shown in Fig. 3. Azimuthal angle of 0° corresponds to the direction of the UIS slit. Thermocouple trees are set at two positions inner side in the plenum, and one position outer side and also inside the UIS as shown in Fig. 3. The tree inside the UIS has 20 TCs with pitch of 20mm in vertical direction and the trees in the plenum have 30 TCs. Detailed temperature distribution is measured by a tree with 21 TCs of 5mm pitch, which can be set at the TC tree positions in the plenum. The outlet temperatures of several core and blanket fuel subassemblies were also measured at the center of each outlet hole. The thermocouples in each of the tree were calibrated by using a calibration flow tube, where temperature was controlled with enough high velocity to keep homogeneous temperature, in temperature range of 10 to 50°C. The measurement error was less than 0.1°C. The temperatures in the upper plenum were measured for one hour with 0.1s interval.

3. EXPERIMENTAL CONDITIONS

The experimental parameters are the temperature difference (ΔT) between initial hot water in the upper plenum and the cold water in the tank, flow velocity (V) at the core outlet at the pony motor operation level, Richardson number (Ri), function of ΔT and V , and geometry in the upper plenum, e.g., the UIS slit. The representative length, L , of Ri number is defined as height of the hot leg intake from the core outlet level (2.8m in the reactor). The definition of Ri number is as follows;

$$Ri = \frac{g \beta \Delta T L}{V^2} \quad (1)$$

In the reference case, Ri number was set equal to that in the designed reactor. The pony motor operation level is 15% of full power condition in the design and the temperature drop during the scram transient for 3000s is estimated as nearly 200°C based on a preliminary system analysis for the designed reactor. Two cases of high and low V conditions with constant ΔT and one more case of low V and low ΔT condition with nearly the same Ri as that in reference case were examined to know the Ri number dependency of thermal stratification. Further, the UIS slit was covered by a perforated plate at the each baffle plate in order to see the influences of the slit. Experimental cases and conditions are listed in Table 1. Characteristic time is estimated by L/V , it is proportional to the time length to exchange full volume of the upper plenum by the core flow rate. The reference case has nearly the same characteristic time as that in the designed reactor. Transient curves of flow rate and core outlet temperature are shown in Fig. 4. The outlet temperature at the hot leg intake is also shown in the figure. The core outlet temperature was decreased by the switch of flow path and reached the bottom temperature at nearly 200s. The flow rate also reached the pony motor level at 200s. Hereafter, the thermal stratification was simulated in the plenum. These transient curves are identical among the parameter experiments in Table 1.

Table 1 Experimental Conditions

Case	V(m/s)	$\Delta T(^{\circ}\text{C})$	Ri	$L/V(\text{s})$	UIS Slit
Ref.	0.098	25.1	2.1	2.9	Open
No-Slit	0.098	25.6	2.2	2.9	Close
High-V	0.11	25.6	1.7	2.6	Open
Low-V	0.073	25.3	3.9	3.8	Open
Low- ΔT	0.073	16.6	2.5	3.8	Open
Reactor	0.83	198	2.2	3.3	Open

4. EXPERIMENTAL RESULTS

4.1 Reference Case

First, the temperature data in the reference case are analyzed to see the stratification phenomena. Vertical temperature distributions at inner position in the plenum near the UIS slit ($\theta=15^{\circ}$) and the opposite DHX side (165°) are shown in Fig. 5. The temperature is normalized by the temperature drop (ΔT) at the core outlet after the switch to the cold tank as follows;

$$T^* = \frac{T - T_c}{\Delta T} \quad (2)$$

Each of the temperature data was averaged in 10s around the desired time point. Typical distribution in the thermal stratification can be seen in this figure. The maximum temperature gradient at the stratification interface in the UIS slit side was larger than that in the DHX side. Figure 6 shows the time histories at $z=383\text{mm}$ of these trees (103 mm higher than the height of the hot leg intake) in both sides. Full time history is shown in left hand side figure and short time span in right hand side. The UIS slit side position showed temperature fluctuation with large amplitude of 80% ΔT . However, temperature at DHX side decreases smoothly during the transient. The fluctuation amplitude was less than 5% of ΔT . In the detailed temperature trend (right hand side), the temperature at the UIS slit side had 15 to 20 cycles of wave during 50s. Then instantaneous temperature distribution and its time variations during 3s are shown in Fig. 7. The temperatures in the thermal stratification layer moved

together except for several times where the temperature at higher position decreased faster than at lower positions. Such the synchronized temperature variation means that waves occur at the thermal stratification interface. It is considered that the impingement of jet through the UIS slit at the interface caused this wave. The exceptions of the reverse temperature could be raised by rolls of layers due to shear flow. Figure 8 shows that the vertical temperature distributions at several radial points in the UIS slit side (15°) at 1400s from the start of transient. The outer position in the plenum had smaller temperature gradient than that at the inner position in the plenum. However, the inside position of UIS had a steep temperature distribution similar to that at inner position in the plenum. Thus, it should be taken care inside the UIS that the stratification interface has larger temperature gradient. Temperature histories at these radial points are shown in Fig. 9 from 1350 to 1400s. The inner position in the plenum showed larger amplitude of the fluctuations than that at outer position. Further, the temperature fluctuations were found inside the UIS. The UIS has significant structures, e.g., the control rod guide tubes, then the integrity of these structures during the thermal stratification is of importance as well as the reactor vessel.

4.2 Influence of UIS Slit

In the previous section, the increase of temperature gradient and the temperature fluctuation were found near the UIS slit. Here, the slit in the UIS was closed by perforated square plates, which cover the slits in every baffle plates of the UIS. Then, the temperatures between the cases with and without the UIS slit were compared to see the influences. The vertical temperature distributions at the plenum inner position near the UIS slit are shown in Fig. 10 at $t=1400$ and 2000 s from the scram. The No-Slit case showed that the stratification interface was formed at lower height than that in the reference case and also smaller temperature gradients were observed. Further, rising height of the stratification interface during 1400 to 2000 s was smaller in the No-Slit case than that in the reference case. It is obvious that the UIS slit influenced the thermal stratification significantly. The height of the stratification interface was estimated as follows; 1) an interface point was defined as a point which had the mid temperature ($T^*=0.5$) in the vertical temperature distribution at the inner position in the plenum near the UIS slit as shown in Fig. 9, 2) the interface point was calculated by the interpolation using the nearest two data points across the line of $T^*=0.5$, 3) the interface point was estimated every 100 s. Figure 11 shows time histories of the stratification interface heights in the reference and No-Slit cases. In the reference case, the interface points were estimated also at the outer position near the UIS slit and the inner position near the DHX. In the reference case, the interface positions near the UIS slit were slightly higher than that at DHX side. However, the rising speeds, i.e., gradient of the line, at three positions were nearly identical. The interface point in No-Slit case rose much slower than that in the reference case. Time trends of temperatures in No-Slit case at the inner and outer positions in the plenum near the UIS slit are shown in Fig. 12. At the inner position, the temperature decreased and showed fluctuation with smaller amplitude in latter half. However, fluctuation with larger amplitude was seen at the outer position. This contrasts with the reference case, where outer position had much smoother temperature history than that at inner position. In a short time span in Fig. 12, the fluctuation period in No-Slit case was larger than that at the inner position in the reference case (see Fig. 6). Thus, mechanism of the temperature fluctuation should be different between these two cases.

4.3 Ri number Dependency

Flow velocity at the pony motor level (V) and the temperature drop after the scram (ΔT) at the core outlet were varied to see the influences on the thermal stratification where a local jet entrained the stratified layer. Figure 13 shows the vertical temperature distributions at the inner position in the plenum near the UIS slit at $t=1100$ s from the start of transient. The stratification interface in High- V case was formed at higher position than that in the reference case and lower position in the Low- V case. Low- ΔT case where Ri was nearly equal to that in the reference case showed a similar temperature distribution to that in the reference case. As for the temperature gradient at the interface, the maximum gradients were nearly identical among these four cases. On the other hand, these cases have their own characteristic time, as shown in Table 1. Thus the interface heights were estimated as the same manner as that in Fig. 8, however, at the non-dimensional time (t^*) defined as follows;

$$t^* = \frac{t}{(L/V)} \quad (3)$$

Figure 14 shows the time histories of the interface positions in the Ri parameter cases. Low- ΔT case where Ri number is nearly equal to the reference case showed quite similar trend of the interface position to that in the reference case. The rising speeds in non-dimensional time are shown in Fig. 15 and No-Slit case is also plotted. The rising speed of the stratification interface depends on Ri number; the higher Ri number results in the lower speed. However, the decrease of the speed due to close of the UIS slit is larger than the decrease caused by two times higher Ri number.

5. DISCUSSIONS

The experimental results suggests that the jet through the UIS slit fluctuated the stratification interface and also the temperature. Here, the fluctuation period is a key parameter to consider the phenomena and also damage for structures in the reactor vessel (Kasahara, 2005). Then, a frequency analysis using an FFT method was carried out for the temperature histories in all cases. The FFT was carried out as following manner; 1) fluctuated time span of 500 or 600 s is selected in the time history, 2) temperatures are normalized by Eq. (2), 3) real time in second is used, 4) 2048 data point (204.7 s) in time are used for FFT and spectrum density is obtained, 5) data area for FFT is shifted by 10 point (1 s) pitch and FFT is carried out until the data area reaches the end of selected time span (500 or 600 s), 6) power spectrum densities in all FFT are averaged at each frequency. Figure 16 shows the power spectrum densities at the inner and outer positions in the plenum near the UIS slit in the reference case and No-Slit case. In the reference case, larger temperature fluctuation was observed at the inner position in the plenum. At that position the power density had dominant frequency component at 0.3 Hz. On the other hand, the power density at the outer position was smaller than at the inner position and the dominant frequency was shifted to lower frequency, 0.1 Hz. In No-Slit case the inner position had lower power density than that at the outer position. The dominant frequencies were 0.06 to 0.08 Hz. This comparison shows that the temperature fluctuation at inner position near the UIS slit is different from that in No-Slit case and resulted from the jet through the UIS slit.

In order to estimate such fluctuation period in the reactor, influences of the jet velocity and the temperature gradient across the stratification interface are of interest. The

frequency characteristics of the temperature fluctuations near the UIS slit were obtained in the cases of Ri parameter experiments using the same manner as described previously. Figure 17 shows the power spectrum densities in High-V and Low-V cases and also Low- ΔT case (V is the same as that in Low-V case). The dominant frequency depended on the core outlet velocity, V; the lower velocity resulted in the lower frequency. Further, comparison between Low-V case and Low- ΔT case revealed that smaller temperature difference, i.e. smaller temperature gradient at the stratification interface, gave the lower dominant frequency. For a quantitative evaluation, further cases of parameter experiments are desired.

6. CONCLUSIONS

A water experiment using the 1/10th scaled model was carried out for thermal stratification phenomena during a scram transient in a compact reactor vessel of an advanced loop type fast reactor, where UIS is permeable and has a slit for a fuel handling. The experimental parameters were the UIS with or without the slit and Ri number at the simulated scram transients.

The experimental results showed that the stratification interface had steep temperature distribution and also temperature fluctuations with 70 to 80% of amplitude of the temperature drop after the scram in case of the UIS with slit. These thin interface layer and the large temperature fluctuation are resulted from the impingement of the jet through the UIS slit at the stratification interface, local entrainment of the fluid at the bottom of the interface layer, and waves of the stratification interface. Parameter experiments of Ri number showed that the temperature profile across the stratification interface and rising speed of the interface were well correlated with the Ri number.

It was revealed that the UIS slit in the advanced sodium cooled reactor had significant influences on the thermal stratification. Mitigation method for the temperature fluctuation will be studied using this water test model. Experimental analyses using a multi-dimensional thermohydraulic analysis code are undergoing for verification of the analysis method. A basic sodium experiment for the local impingement of jet at the stratification interface is also needed. Characteristics in the sodium reactor could be estimated by this analysis method.

ACKNOWLEDGEMENT

Authors would like to express their sincere gratitude to Mr. Ito and members of Joyo Sangyo for their technical assistance on the experiment. Authors also would like to express their thanks to Mr. Osamu Watanabe of ARTECH Co. Ltd. and Dr. Naoto Kasahara of JAEA for discussions of structural integrity and thermal hydraulics in the advanced sodium cooled reactor.

NOMENCLATURE

g: Gravity acceleration,
L: Representative length,
t: Time from the start of the scram transient,
t*: Non-dimensional time
T: Temperature,
Tc: Temperature at the core outlet after the scram,
T*: Non-dimensional temperature,
V: Averaged velocity at the core outlet after the scram,
 β : Thermal expansion coefficient,
 ΔT : Temperature drop at the core outlet after the scram.

REFERENCES

- Jeda, Y., Mackawa, I., et al. (1990). "Experimental and analytical studies of the thermal stratification phenomenon in the outlet plenum of fast breeder reactors," Nuclear Engineering and Design Vol.120, pp.403-414.
- Kasahara, N., Kimura, N., et al. (2005). "Thermal fatigue evaluation method based on power spectrum density functions against fluid temperature fluctuation," ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference, Denver, USA, July 17-21, PVP2005-71307.
- Kimura, N., Nishimura, M., et al. (1999). "An investigation of thermal stratification phenomena in fast reactors, Sodium experiments and analyses," 7th Int. conf. on Nuc. Eng., ICONE-7107, Tokyo, Japan, April 19-23.
- Kimura, N., et al. (2004). "Experimental study on gas entrainment at free surface for a compact sodium cooled fast reactor," NTHAS4, Sapporo, Japan, Nov.28-Dec.1, pp.179-185.
- Kimura, N., et al. (2005). "Experimental study on flow optimization in upper plenum of reactor vessel for a compact sodium-cooled fast reactor," Nuclear Technology Vol.152, pp.210-222.
- Koga, T., et al. (1997). "Experimental study on thermal stratification in a reactor hot plenum of a Japanese demonstration LMFBR," NURETH-8, Kyoto, Japan, p1704-1711.
- Moriya, S., Tanaka, N., et al. (1987). "Effect of Reynolds Number and Richardson Number on Thermal Stratification in Hot Plenum," Nuclear Engineering and Design Vol.99 pp.441-451.
- Noda, H. (2000). "Current status of fast reactor cycle system in Japan," 8th Int. Conf. on Nuc. Eng., ICONE-8817, Baltimore, MD, USA, April 2-6.
- Shimakawa, Y., et al. (2002). "Innovative concept of the sodium-cooled reactor to pursue high economic competitiveness," Nuclear Technology Vol.140, pp.1-17.
- Vidil, R., Grand, D., et al. (1988). "Interaction of recirculation and stable stratification in a rectangular cavity filled with sodium," Nuclear Engineering and Design Vol.105, pp.321-332.

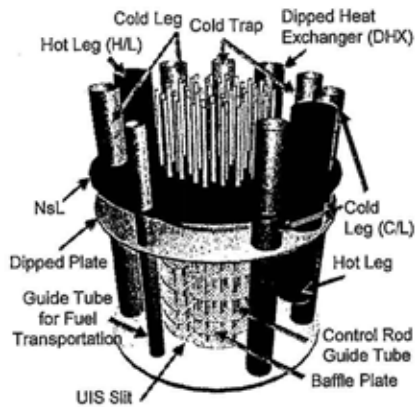


Fig. 1 Schematic of Test Section of Upper Plenum in Reactor Vessel

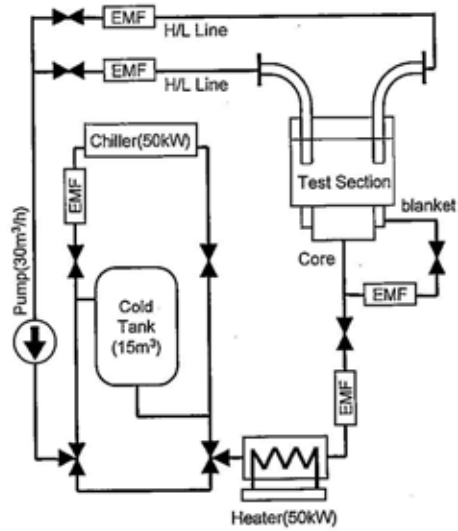


Fig. 2 Flow Diagram of Test Loop

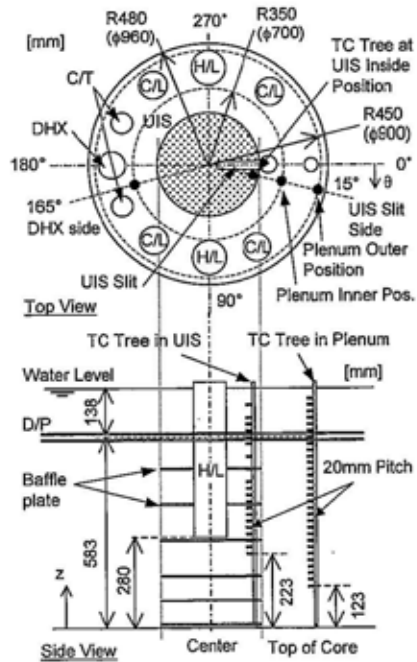


Fig. 3 Arrangement of Temperature Measurement Trees

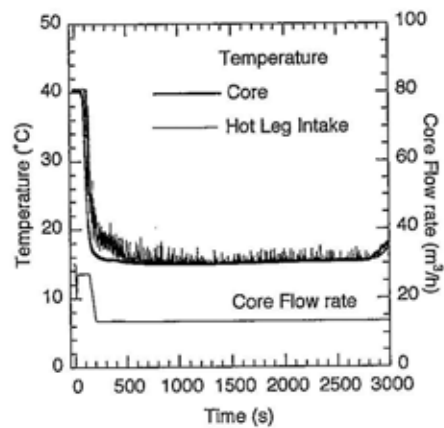


Fig. 4 Temperature and Flow rate History at Core Outlet

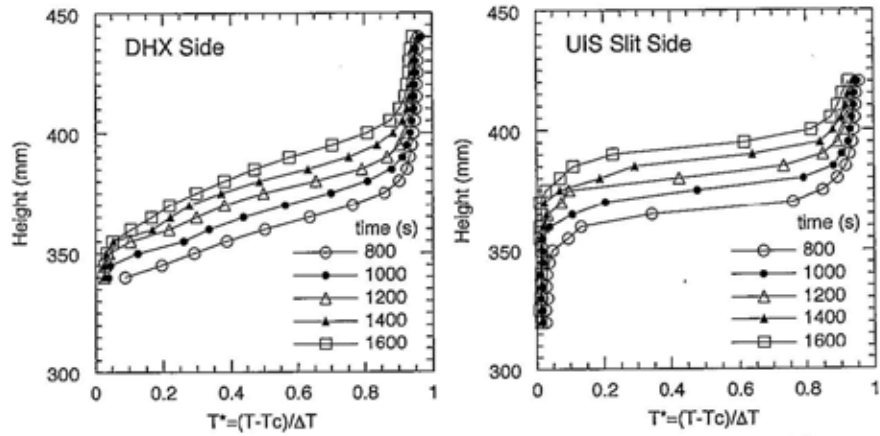


Fig. 5 Vertical Temperature Distributions at Plenum Inner Position in UIS Slit Side and DHX Side

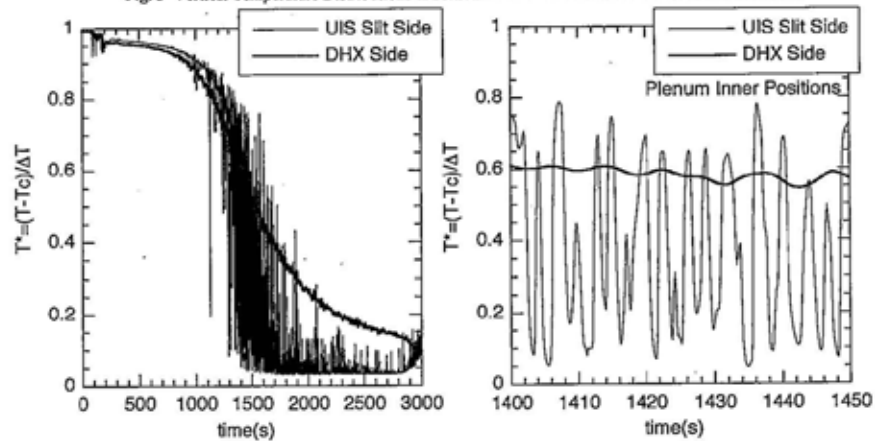


Fig. 6 Temperature Histories at $z=383\text{mm}$ in UIS Slit Side and DHX Side

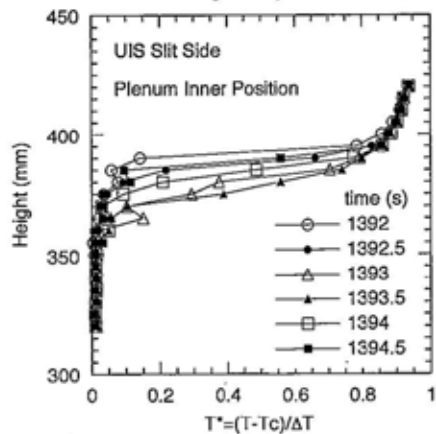


Fig. 7 Instantaneous Vertical Temperature Distributions

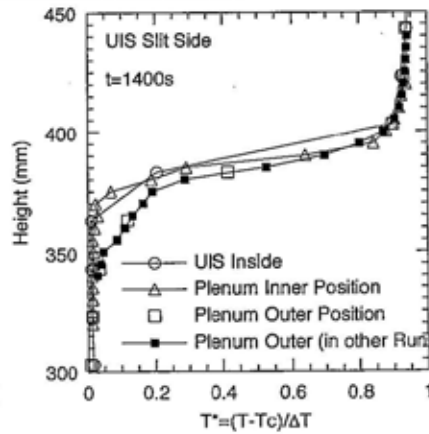


Fig. 8 Vertical Distributions at Radial Positions in Slit Side

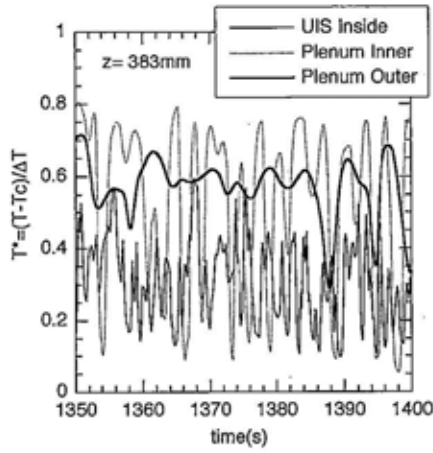


Fig. 9 Temperature Histories at Radial Positions in Sit Side

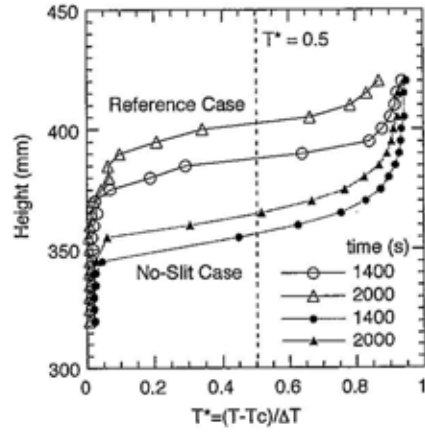


Fig. 10 Vertical Temperature Distributions in Cases with and without UIS Slit

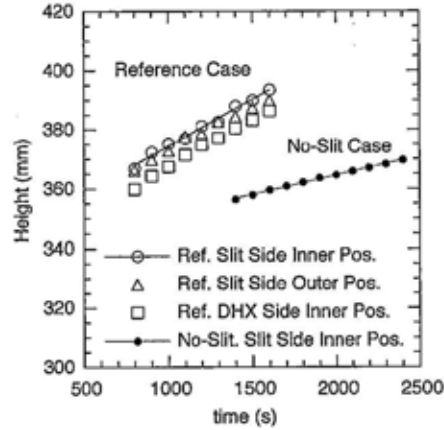


Fig. 11 Trends of Stratification Interfaces in Ref. and No-Slit Cases

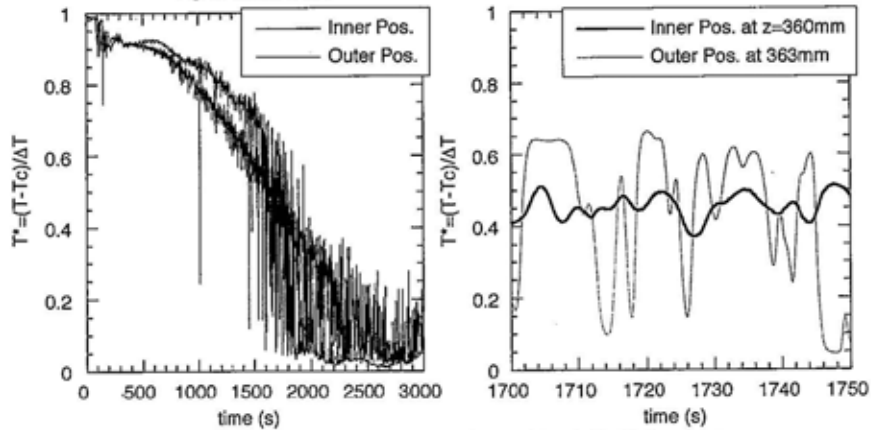


Fig. 12 Temperature Trends at Inner and Outer Positions in No-Slit Case

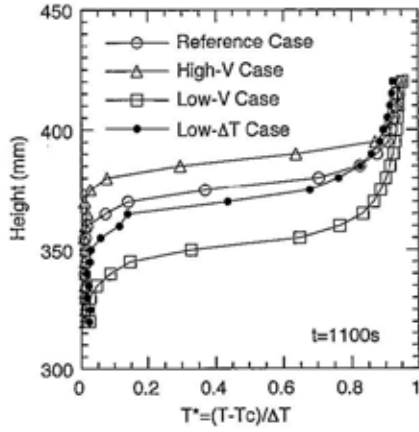


Fig. 13 Temperature Distributions in Ri Parameter Cases

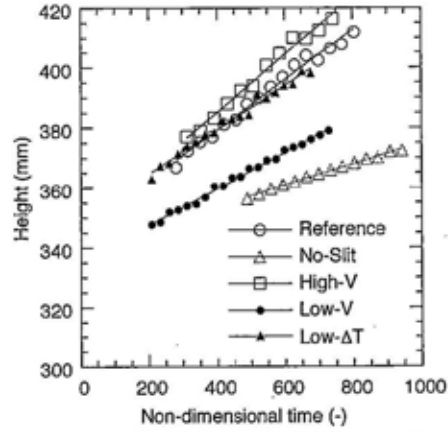


Fig. 14 Trends of Stratification Interface in Ri Parameter Cases

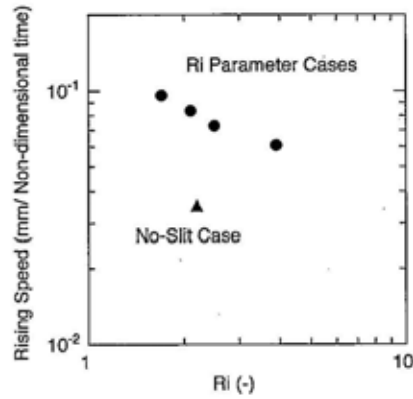


Fig. 15 Rising Speed of Stratification Interface

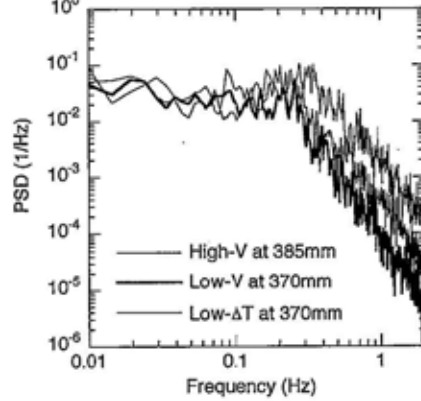


Fig. 17 Power Spectrum Density in Ri Parameter Cases

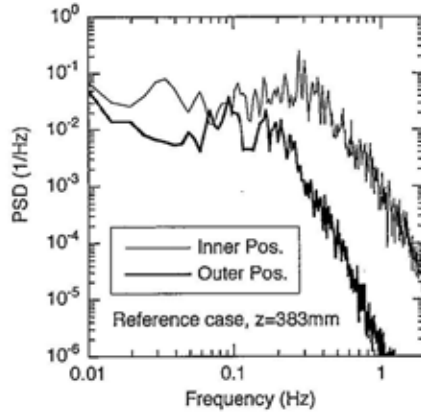
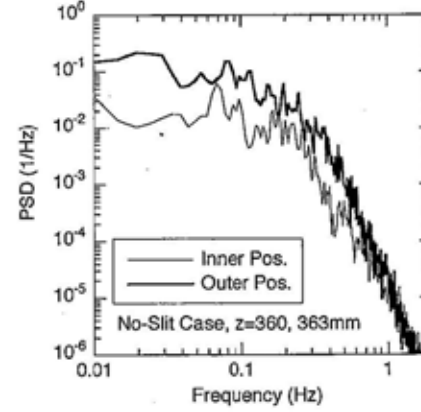


Fig. 16 Power Spectrum Density of Temperature Fluctuations at Stratification Interface in Reference and No-Slit Cases



以上

p.1～71 完

平成 19 年 2 月 9 日提出

指導教員 酒井 信介 教授

46181 本田 圭