

J A E R I - M
93-021

計算機シミュレーションによる
直接水冷式分光結晶の熱解析

1993年2月

松木 信雄・橋本 真也・本橋 治彦

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合せは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこみください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1993

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 ニッセイエプロ株式会社

計算機シミュレーションによる直接水冷式分光結晶の熱解析

日本原子力研究所・理化学研究所大型放射光施設計画推進共同チーム

松木 信雄・橋本 真也・本橋 治彦

(1993年1月19日受理)

SPring-8における分光器の第一結晶は、高強度の放射光によって発熱し、分光性能が劣化する。この報告では、有限要素解析コード(ANSYS)を使って、(1)著者らが行なった電子線照射法による水冷Cu試験体に対する熱負荷実験の結果から熱伝達率を算定し、それをもとに、(2)偏向電磁石と原研製作のプロトタイプ・アンジュレータWPH-33Jを光源とした2種のビームラインにSi結晶を設定した場合を想定して、上昇温度と熱変形を計算した。

偏向電磁石ビームラインでは、分光結晶は 0.27 MW/m^2 の最大熱流束(表面がビームに沿った配置から9度傾斜した時)を受け、4°Cの温度上昇があり、熱歪とともに結晶表面の最大うねり角 $\Delta\theta_{MAX}$ は 0.27 arcsec となった。この角度をブラッグ角に対する比で表すと $\Delta\theta_{MAX}/\theta_B = 8.1 \times 10^{-6}$ となり、光学性能へのこの影響は非常に小さい。アンジュレータ(WPH-33J)ビームラインでは、最大で 8.1 MW/m^2 の熱流束を受け、結晶温度は85°C上昇する。この場合、利用光(基本波、高調波)はきわめて狭い発散角を持つことから、実質的な最大うねり角は 2.1 arcsec ($\Delta\theta_{eff}/\theta_B = 6.3 \times 10^{-5}$)と比較的小さく抑えることができる事がわかった。

Calculations of Thermal Deformations
in Directly Water-cooled Monochromator Crystals

Nobuo MATSUKI, Shinya HASHIMOTO and Haruhiko MOTOHASHI

JAERI-RIKEN SPring-8 Project Team
2-28-8 Honkomagome, Bunkyo-ku, Tokyo

(Received January 19, 1993)

Computer simulations on the thermal behaviors, i.e., thermal transfer coefficient, temperature distribution and thermal deformations of monochromator crystals have been reported under the condition that they would be used in SPring-8. The calculations have been carried out on the basis of high heat load experiments by the present authors with a finite element analysis code (ANSYS). The bending-magnet (with power density of 0.27 MW/m^2 on crystal surface) causes a temperature rise of 4 K and a slope error of 0.27 arcsec on the top surface of crystal. On the prototype X-ray undulator WPH-33J beamline, the crystal receives a power density of 8.1 MW/m^2 , having a temperature rise of 85 K and a slope error of 2.1 arcsec in the simulation.

Keywords: SR, Monochromator, Heat Load, Water-cooling, Thermal Deformation, SPring-8, Calculation

目 次

1. 序 論	1
2. 分光結晶の冷却能力	1
2.1 試験体の熱負荷実験結果	1
2.2 試験体の熱伝達率	2
3. SPring-8 の放射光	3
3.1 計算に用いるビームライン	3
3.2 結晶が受ける熱流束	4
3.3 利用X線の強度分布	4
4. Si 結晶の温度上昇と熱変形	5
4.1 計算のモデルと条件	5
4.2 温度上昇と熱変形	6
5. 考 察	7
5.1 熱変形による分光性能の劣化	7
5.2 光学素子改良の可能性に対する指針	8
参考文献	10

Contents

1. Introduction	1
2. Cooling Efficiency of a Water-cooled Crystal	1
2.1 Experimental Results	1
2.2 Estimation of the Heat Transfer Coefficient	2
3. Synchrotron Radiations in the SPring-8 Facility	3
3.1 Radiation Sources	3
3.2 Power Densities on the Crystal	4
3.3 Distribution of the Radiation of Selected Energy	4
4. Temperature Rise and Deformation of Crystal	5
4.1 Models and Conditions in Analysis	5
4.2 Temperature Rise and Deformation	6
5. Discussion	7
5.1 Degradation of Optical Properties by the Deformations	7
5.2 Measures for High Heat Load Problems	8
References	10

1. 序 論

SPring-8 で使用する光学素子は、高輝度で高強度の放射光に照射され、熱変形を起こして光学的性能が低下する。光学素子の熱負荷による影響をあらかじめ定量的に知ることは、ビームラインの設計に必要不可欠である。

分光結晶の冷却は、結晶の形状と熱伝導率と、結晶と冷媒間の熱伝達率によって決定される。形状や熱伝導率は明確に定義できる量であるが、熱伝達率は冷媒の物性値のほかに流路形状や流速などの複雑な流体条件で決まる量である。冷媒は、高い冷却能力が期待できる乱流状態で使うことが有効であるが、冷却系設計にあたって、熱伝達率を理論的に求めようすると、この乱流域の複雑な流体運動を解析する必要がある。しかし、これには境界条件の単純化などによって大きな誤差が含まれる危険がある。この理由から、冷却実験を実行することにより、熱伝達率を現象論的に決定することが重要となる。

われわれは、JEBIS高熱負荷試験装置を使い、種々の形状の試験体について水を冷媒とした冷却特性を実験的に測定し、その結果をすでに報告した^[1]。フィン付凹溝の冷却構造(以後、フィン付凹板と呼ぶことにする)は、高エネルギー物理学研究所・放射光実験施設(PF)や米国アルゴンヌ国立研究所・放射光施設(APS)などでも試験されているが^{[2][3]}、われわれが採用した試験体(フィンなし凹板、フィン付凹板、微細フィン付平板、微細パイプ付平板)の中で最も冷却能力が優れていることが測定された。

本報告では、以下の順序にしたがって、熱伝達シミュレーションを行ない、分光結晶において予想される熱変形を求め、最後に、第一結晶の分光性能について簡単に述べる。

- a) 有限要素解析コードANSYSを使い、Cu試験体を用いた実験を模擬することにより、熱伝達率を決定し、
- b) その熱伝達率を用いて、SPring-8 の光源として偏向電磁石とプロトタイプ・アンジュレータ^[4]を想定した場合にそれらのビームラインで予想されるSiフィン付凹板分光結晶の温度上昇と熱変形を計算する。

2. 分光結晶の冷却能力

熱伝達率は、流路形状と冷媒の状態には依存しても、結晶の熱伝導率や加熱条件には大きく影響されないため、冷却構造が同じであれば結晶材料や加熱条件が異なっても、熱伝達率は変わらないと考えられる。したがって、Cu試験体における熱伝達率をSi試験体の加熱状態のシミュレーションに応用することができる。

2.1 試験体の熱負荷実験結果

Cuフィン付凹板試験体は、厚さ11mmの板に、幅1mmのチャンネルを1mmの間隙で、最大9.5mmの深さまで、曲率半径50mmの円弧状に削り込んだ構造である(Fig.1)。加熱

1. 序 論

SPring-8 で使用する光学素子は、高輝度で高強度の放射光に照射され、熱変形を起こして光学的性能が低下する。光学素子の熱負荷による影響をあらかじめ定量的に知ることは、ビームラインの設計に必要不可欠である。

分光結晶の冷却は、結晶の形状と熱伝導率と、結晶と冷媒間の熱伝達率によって決定される。形状や熱伝導率は明確に定義できる量であるが、熱伝達率は冷媒の物性値のほかに流路形状や流速などの複雑な流体条件で決まる量である。冷媒は、高い冷却能力が期待できる乱流状態で使うことが有効であるが、冷却系設計にあたって、熱伝達率を理論的に求めようすると、この乱流域の複雑な流体運動を解析する必要がある。しかし、これには境界条件の単純化などによって大きな誤差が含まれる危険がある。この理由から、冷却実験を実行することにより、熱伝達率を現象論的に決定することが重要となる。

われわれは、JEBIS高熱負荷試験装置を使い、種々の形状の試験体について水を冷媒とした冷却特性を実験的に測定し、その結果をすでに報告した^[1]。フィン付凹溝の冷却構造(以後、フィン付凹板と呼ぶことにする)は、高エネルギー物理学研究所・放射光実験施設(PF)や米国アルゴンヌ国立研究所・放射光施設(APS)などでも試験されているが^{[2][3]}、われわれが採用した試験体(フィンなし凹板、フィン付凹板、微細フィン付平板、微細パイプ付平板)の中で最も冷却能力が優れていることが測定された。

本報告では、以下の順序にしたがって、熱伝達シミュレーションを行ない、分光結晶において予想される熱変形を求め、最後に、第一結晶の分光性能について簡単に述べる。

- a) 有限要素解析コードANSYSを使い、Cu試験体を用いた実験を模擬することにより、熱伝達率を決定し、
- b) その熱伝達率を用いて、SPring-8 の光源として偏向電磁石とプロトタイプ・アンジュレータ^[4]を想定した場合にそれらのビームラインで予想されるSiフィン付凹板分光結晶の温度上昇と熱変形を計算する。

2. 分光結晶の冷却能力

熱伝達率は、流路形状と冷媒の状態には依存しても、結晶の熱伝導率や加熱条件には大きく影響されないため、冷却構造が同じであれば結晶材料や加熱条件が異なっても、熱伝達率は変わらないと考えられる。したがって、Cu試験体における熱伝達率をSi試験体の加熱状態のシミュレーションに応用することができる。

2.1 試験体の熱負荷実験結果

Cuフィン付凹板試験体は、厚さ11mmの板に、幅1mmのチャンネルを1mmの間隙で、最大9.5mmの深さまで、曲率半径50mmの円弧状に削り込んだ構造である(Fig.1)。加熱

面の中心点における厚さは最も薄く1.5mmであり、温度測定用に、中央に幅、深さともに0.7mmの溝を掘り、測定点が0.3mmの深さになるように ϕ 0.5mmの非接地型シース熱電対(アルメル・クロメル)が銀ロウで埋め込んである。外形を円形にしたのは、ホルダーへ安定に取付けるためである。銅と銀の熱伝導率はそれぞれ401および428 [W/m·K]と近い値であるため、熱電対の固定に使用した銀ロウ部の熱伝導率の違いを無視して、全体を一様なCu材と見なしてよい。

冷却側のチャンネルには1.5m/secで水を流し、試験体表面は、原研プラズマ電子銃(JEBIS)により ϕ 20mmの範囲で一様に加熱した。

Table 1 に、3種の異なるパワーの熱流束を負荷した場合の実験結果を示す。

Table 1 Cu フィン付凹板試験体に対する熱負荷実験の結果

	A	B	C
試験体への熱流束 Q [MW/m ²]	1.2	4.2	6.4
測定部の温度上昇 ΔT_s °C	14	42	64

2.2 試験体の熱伝達率

冷媒と試験体との接触面において、試験体から冷媒に伝達する局所的な熱流束 q [W/m²] は、接触面における冷媒と試験体の温度差 ΔT に比例し $q=h \Delta T$ になる。この比例定数 h [W/m²K] が、冷媒の物性値と流速、流路などの条件で決まる局所熱伝達率である。冷媒の状態は場所により変わるため、熱伝達率は厳密には冷却面の場所の関数になる。この場所による依存性を均して、冷却面全体で熱伝達率を一様であるとしたのが平均熱伝達率 H [W/m²K] である。本シミュレーションは、この平均熱伝達率を用いて実行する。以下に、計算条件を列記する。

- a) 有限要素法熱応力解析コード ANSYS を使用する。
- b) 構造の対称性から試験体の1/4モデルを採用する。
- c) 外形寸法は29.3mm×14mm×11mm (1/4モデル)。
- d) 有限要素法のメッシュの刻みは、フィンの厚さ方向に4分割、加熱部(表面)の深さ方向に5分割し、全節点数 9,987 とする。
- e) Table 1 C の場合、すなわち、試験体中心 ϕ 20mmの範囲に一様な 6.4 MW/m² の熱流束 Q を与える。

モデル構造(Cu フィン付凹板)に対して、熱伝達率 H を変えたときに測定点(中心部深さ 0.3mm)での上昇温度を計算したのが Fig.2 である。実験では測定点の上昇温度は 64 °C であることより、試験体と冷媒の熱伝達率 H は 57 kW/m²K と決定される。この数値は、教科書的計算で与えられる値(20 kW/m²K 程度)に比較して高く、水の流れはチャンネル内できわめて複雑な動きをしていると予想される。6.4 MW/m² の熱流束 Q を照射した Cu 試験体の上昇温度分布を、ANSYS で計算した結果を Fig.3 に示す。

このモデル構造で、入射熱流束を変えた場合の最大温度上昇を計算したのが Fig.4 で

ある。計算から予想される結果と実験結果は非常によく一致している。このことから、熱伝達率は、加熱条件に影響されない定数であることがわかる。

3. SPring-8 の 放 射 光

この節では、Si分光結晶を仮想的に設置する2種類の光源について述べる。

3.1 計算に用いるビームライン

SPring-8 に

- a) 偏向電磁石
- b) プロトタイプ・アンジュレータ(WPH-33J)

を設定することを想定するが、Table 2 には、それぞれのパラメータを上げた。

アンジュレータについては、ここで計算に用いる設定条件を表示した。

偏向電磁石を光源としたビームラインでは、光源から遮蔽壁までの距離が25mであるため、分光結晶の位置をTable 2 に示したように30mとする。また、アンジュレータビームラインでは、光源から遮蔽壁までの距離が35mであるため、分光結晶の位置をTable 2 に示したように40mとする。

Table 2 光源のパラメータ

蓄積リング電子ビーム		
蓄積電圧	E	8 GeV
蓄積電流	I	100 mA
分散角	Σ_e	6.5 μrad
偏向電磁石		
磁束密度	B	0.67 T
結晶からの距離	L	30 m
アンジュレータ		
長さ	L_u	2 m
磁石周期長	λ_u	33 mm
磁石周期数	N	61
K パラメータ	K	1
結晶からの距離	L	40 m

ある。計算から予想される結果と実験結果は非常によく一致している。このことから、熱伝達率は、加熱条件に影響されない定数であることがわかる。

3. SPring-8 の 放 射 光

この節では、Si分光結晶を仮想的に設置する2種類の光源について述べる。

3.1 計算に用いるビームライン

SPring-8 に

- a) 偏向電磁石
- b) プロトタイプ・アンジュレータ(WPH-33J)

を設定することを想定するが、Table 2 には、それぞれのパラメータを上げた。

アンジュレータについては、ここで計算に用いる設定条件を表示した。

偏向電磁石を光源としたビームラインでは、光源から遮蔽壁までの距離が25mであるため、分光結晶の位置をTable 2 に示したように30mとする。また、アンジュレータビームラインでは、光源から遮蔽壁までの距離が35mであるため、分光結晶の位置をTable 2 に示したように40mとする。

Table 2 光源のパラメータ

蓄積リング電子ビーム		
蓄積電圧	E	8 GeV
蓄積電流	I	100 mA
分散角	Σ_e	6.5 μ rad
偏向電磁石		
磁束密度	B	0.67 T
結晶からの距離	L	30 m
アンジュレータ		
長さ	L_u	2 m
磁石周期長	λ_u	33 mm
磁石周期数	N	61
K パラメータ	K	1
結晶からの距離	L	40 m

3.2 結晶が受ける熱流束

結晶に照射される放射光は、結晶により、一部は反射、散乱、透過し、残りが結晶内部で吸収され、熱となる。しかし、モデルを単純化し、結晶表面ですべての放射光が熱に変わると仮定する。計算に用いる熱流束分布としては、解析的に導かれた式^[5]によって与えられるものを用いる。

電子ビームのエミッタスを考慮すると、熱流束分布の発散角はさらに大きくなる。しかし、SPring-8 では電子ビームの分散角は熱流束の発散角に比べて小さいから、この効果は無視する。

結晶の傾斜角は、Si(111)を考慮して、結晶面間 $d=0.314\text{nm}$ のプラグ角 0.16rad (9.2度)に設定した場合を論じる。これは波長 $\lambda=0.1\text{nm}$ (12keV)のプラグ角であり、これは WPH-33J を $K=1$ で運転したときの基本波の波長に相当する。

3.2.1 アンジュレータによる熱流束

SPring-8に挿入されたアンジュレータWPH-33Jが放射する基本波のエネルギーを Fig.5 に、全放射熱量を Fig.6 に示す。横軸の K は、設定されているギャップによって決まるいわゆる Deflection パラメータである。基本波の波長 (Kパラメータにより決定される) に対するプラグ角 θ_p に結晶表面を設定したとき結晶が受ける最大 (光軸中心) の熱流束を Fig.7 に示す。結晶はその表面中心で 5 から 25 MW/m^2 程度の熱流束を受けることがわかる。

WPH-33J を $K=1$ で運転すると、基本波は 12 keV になる。この場合、分光結晶に入射する全熱量は 850W になる。そして、プラグ角 [0.16 rad (=9.2度)]だけ傾斜した Si(111) 分光結晶が、この熱負荷を受けたときの熱流束分布を Fig.8 に示す。横軸は結晶中心を通る座標軸に対応する。図から、この傾斜表面上における熱流束分布は、中心で 8.2 MW/m^2 、ビームに沿った方向 (Longitudinal) での分散幅 7.9mm、ビームに直交する水平方向 (Transverse) で 1.7mm のガウス関数に近いものである。

3.2.2 偏向電磁石による熱流束

偏向電磁石からの熱流束は、最大で 800 kW/m^2 である。Fig.9 は 0.16rad (9.2度)だけ傾斜した分光結晶が受けるビーム方向 (Longitudinal) の熱流束分布である。ビームに対して垂直の水平方向 (Transverse) では放射光の性質から一様な分布で、結晶の幅 28mm (分散角で 0.93mrad に対応) 全体を照射することになる。

3.3 利用 X 線の強度分布

分光結晶の光学的性質を評価する際には、使おうとする波長成分が、熱変形を受けた結晶表面のどの部分に最も高い密度で入射するかが問題となる。偏向電磁石を光源とした場合、12keVのフォトンの縦方向の分散角 Σ_{BM} は、熱に関するパワーの広がりと同様に $1/2\gamma$ で与えられ、結晶の位置では 7.9mm (σ_{BM}) となる。水平方向では、もちろん、一様で

ある。

アンジュレータの高調波の分散角 Σ_U について見ると、エミッターンス $\varepsilon=0$ の電子ビームからの放射の分散角を Σ_p 、電子ビームの分散角を σ_e 、高調波の次数を n とすると、

$$\Sigma_U^2 = \sigma_e^2 + \Sigma_p^2,$$

$$\Sigma_p = \frac{1}{2\gamma} \sqrt{\frac{1+K^2}{\frac{2}{nN}}},$$

$$\sigma_e = 6.5 \mu\text{rad} \text{ (SPring-8 High } \beta \text{)},$$

のように与えられる。アンジュレータの周期数 N が増えるほど狭い分布になる。熱流束分布の分散角 $1/2\gamma$ と比べて、この基本波の分散は、 $N=61$ の場合で約 $1/4$ になる。

4. Si結晶の温度上昇と熱変形

4.1 計算のモデルと条件

ここで改めて、第3章で検討してきたパラメータのうち、熱計算に直接関係するものを整理してTable 3に示す。ただし、結晶は、12keVの放射光を回折するブリッジ角に設定してあるとした。また、計算に使った分光器の物性的性質、形状等の条件をTable 4に示す。

Table 3 热流束の性質

T:Transverse, L:Longitudinal.

	偏向電磁石	アロタイプアンジュレータWPH-3J
全パワー	850 W	290 W
中心熱流束	0.27 MW/m ²	8.1 MW/m ²
熱流束の広がり (σ')	一様(T) 7.9 mm (L)	1.7 mm (T) 7.9 mm (L)
分布の形	ガウス分布近似 (帯状分布)	ガウス分布近似 (橢円形分布)

ある。

アンジュレータの高調波の分散角 Σ_U について見ると、エミッターンス $\varepsilon=0$ の電子ビームからの放射の分散角を Σ_p 、電子ビームの分散角を σ_e 、高調波の次数を n とすると、

$$\Sigma_U^2 = \sigma_e^2 + \Sigma_p^2,$$

$$\Sigma_p = \frac{1}{2\gamma} \sqrt{\frac{1+K^2}{\frac{2}{nN}}},$$

$$\sigma_e = 6.5 \mu\text{rad} \text{ (SPring-8 High } \beta \text{)},$$

のように与えられる。アンジュレータの周期数 N が増えるほど狭い分布になる。熱流束分布の分散角 $1/2\gamma$ と比べて、この基本波の分散は、 $N=61$ の場合で約 $1/4$ になる。

4. Si結晶の温度上昇と熱変形

4.1 計算のモデルと条件

ここで改めて、第3章で検討してきたパラメータのうち、熱計算に直接関係するものを整理してTable 3に示す。ただし、結晶は、12keVの放射光を回折するブリッジ角に設定してあるとした。また、計算に使った分光器の物性的性質、形状等の条件をTable 4に示す。

Table 3 热流束の性質

T:Transverse, L:Longitudinal.

	偏向電磁石	アロタイプアンジュレータWPH-3J
全パワー	850 W	290 W
中心熱流束	0.27 MW/m ²	8.1 MW/m ²
熱流束の広がり (σ')	一様(T) 7.9 mm (L)	1.7 mm (T) 7.9 mm (L)
分布の形	ガウス分布近似 (帯状分布)	ガウス分布近似 (橢円形分布)

Table 4 計算に使った分光器の性質

性 質	設定値、その他
素材	Si単結晶
熱伝導率	170 W/mK
熱膨張率	$2.5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
弾性率	$13.0 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$
ポアソン率	0.278 (等方材料)
結晶面	(111)
形状	外形 $58.6 \times 28 \times 10.3$ (高さ) mm^3 フィン厚 1mm フィン間隙 1mm 円形エグリ R50 mm 最小表面厚 0.8 mm
固定条件	表面のみ自由で他固定
水路形状	断面 矩形 $1 \times 9.5 \text{ mm}$ 水流方向 蒲鉾状
冷却水流速	1.5 m/sec
熱伝達率	57 kW/m ² K
入射方向	フィン溝に直交

ここで、最小表面厚を0.8mmに取ったが、これは、温度上昇を抑える目的で、実際的に可能な加工範囲で最も薄い厚さとして、この値を用いている。

実際の分光結晶は、冷媒流路と真空部のシールや固定のために、冷却構造をもつ部分の側面にSiの母材が残された構造と考えられる。このことは、1mm厚程度の薄い冷却構造を持つ部分の側面に10mm厚程度のSiの板が接続されていることになる。このような結晶の全体構成を考えると、解析モデルの側面は完全固定に近い状態であると近似できる。また、変形を極力抑えるために、フィンの下端は固定した。

4.2 溫度上昇と熱変形

4.2.1 プロトタイプ・アンジュレータのビームライン

結果を Fig.10 に示す。この図では、目に見えるように変形量を2,000倍強調し、上昇温度の分布は等温線で描いた。放射光の縦発散の投影であるY軸(Transverse)に沿って各点の変位を見るとFig.11 のようになる。これに対して、X軸(Longitudinal)に沿って見た変位を Fig.12 の実線で示した。最高温度上昇は 85°C となり、反射面の法線(Z軸)方向の変位量 ΔZ_{\max} は最大 $0.4 \mu\text{m}$ となる。こうして、変位量の位置変化は結晶格子面のうねりを生じさせ、位置によって入射角に揺らぎを与える。この入射角度変化量 $\Delta \theta$ に相当する表面のうねり角を Fig.12において破線によって示した。このうねり角の最大 $\Delta \theta_{\max}$ は、結晶中心から7mm の位置で生じていて、 $26 \mu\text{rad}$ であることがわかる。

4.2.2 偏向電磁石のビームライン

分光結晶の上昇温度を等温線で描き、変形量を20,000倍に強調して描いたものをFig.13に示す。最高温度上昇は4°Cと小さい。ここで、興味あることは、チャンネル部に比較してフィンの部分の冷却効果が大きいことである。Fig.14はY軸(Transverse)方向の光軸を通る線に沿った変形量であるが、これを見ると、チャンネル部とフィン部の温度差が変形量に影響を与え、冷えにくいチャンネル部が大きく盛り上がっている。Fig.15はX軸(Longitudinal)方向の光軸を通る中心線に沿った変形量を示したものである。最大変位量 ΔZ_{\max} は0.02μmである。表面の最大うねり角 $\Delta\theta_{\max}$ は中心から6mmの位置にあり、大きさは1.3μradである。

Table 5 分光結晶の熱変形

	BM-BL	PU-BL	PU/BM(ratio)
最大熱流束(中心位置) Q_{\max} [MW/m ²]	0.27	8.1	30
最高温度上昇 ΔT [K]	3.7	85	23
最大熱変形量 Z_{\max} [μm]	0.023	0.42	18
最大うねり角 $\Delta\theta_{\max}$ [μrad]	1.3	26	20
実効最大うねり角 $\Delta\theta_{\text{eff}}$ [μrad] ($\Delta\theta_{\text{eff}}$) [arcsec]	1.3 (0.27)	10 (2.1)	7.7
分解能への影響(12keV) $\Delta E/E$	8.1×10^{-6}	6.3×10^{-5}	7.7

5. 考察

5.1 熱変形による分光性能の劣化

分光結晶が熱変形を起こすと格子面がうねり、局所的に入射角が変化して分光エネルギーが変化する。つまり、入射角 θ_B に設定された結晶の反射面が $\Delta\theta$ のうねり角を持つと、プラグ条件 $2dsin\theta_B = \lambda p$ より、うねりによるエネルギーのずれ $\Delta E/E$ は、ほぼ $\Delta\theta/\theta_B$ となる。もちろん、結晶格子の熱膨張(表面に垂直方向)の不均一性も同時に問題となるが、一応ここでは問題にしないことにする。

うねり角は、Fig.12の点線およびFig.15の点線のようになることがわかっている。いずれの場合も、中心部は熱膨張による変形量は大きいが、うねり角は0である。そして、中心から約7mmの位置で最大になる。つまり、この位置で分光性能が大きく劣化することになる。したがって、この位置に、使おうとしているエネルギーのフォトンが来ているかどうかを調べる必要がある。

さて、利用を想定した12keVのX線の結晶表面上でのフォトン密度の分散は、偏向電磁石で7.9mm(σ_{BM} :Fig.15矢印)、WPH-33Jでは2mm(σ_U :Fig.12矢印)である。後者のアン

4.2.2 偏向電磁石のビームライン

分光結晶の上昇温度を等温線で描き、変形量を20,000倍に強調して描いたものをFig.13に示す。最高温度上昇は4°Cと小さい。ここで、興味あることは、チャンネル部に比較してフィンの部分の冷却効果が大きいことである。Fig.14はY軸(Transverse)方向の光軸を通る線に沿った変形量であるが、これを見ると、チャンネル部とフィン部の温度差が変形量に影響を与え、冷えにくいチャンネル部が大きく盛り上がっている。Fig.15はX軸(Longitudinal)方向の光軸を通る中心線に沿った変形量を示したものである。最大変位量 ΔZ_{\max} は0.02μmである。表面の最大うねり角 $\Delta\theta_{\max}$ は中心から6mmの位置にあり、大きさは1.3μradである。

Table 5 分光結晶の熱変形

	BM-BL	PU-BL	PU/BM(ratio)
最大熱流束(中心位置) Q_{\max} [MW/m ²]	0.27	8.1	30
最高温度上昇 ΔT [K]	3.7	85	23
最大熱変形量 Z_{\max} [μm]	0.023	0.42	18
最大うねり角 $\Delta\theta_{\max}$ [μrad]	1.3	26	20
実効最大うねり角 $\Delta\theta_{\text{eff}}$ [μrad] ($\Delta\theta_{\text{eff}}$) [arcsec]	1.3 (0.27)	10 (2.1)	7.7
分解能への影響(12keV) $\Delta E/E$	8.1×10^{-6}	6.3×10^{-5}	7.7

5. 考察

5.1 熱変形による分光性能の劣化

分光結晶が熱変形を起こすと格子面がうねり、局所的に入射角が変化して分光エネルギーが変化する。つまり、入射角 θ_B に設定された結晶の反射面が $\Delta\theta$ のうねり角を持つと、ブレック条件 $2ds\sin\theta_B = \lambda p$ より、うねりによるエネルギーのずれ $\Delta E/E$ は、ほぼ $\Delta\theta/\theta_B$ となる。もちろん、結晶格子の熱膨張(表面に垂直方向)の不均一性も同時に問題となるが、一応ここでは問題にしないことにする。

うねり角は、Fig.12の点線およびFig.15の点線のようになることがわかっている。いずれの場合も、中心部は熱膨張による変形量は大きいが、うねり角は0である。そして、中心から約7mmの位置で最大になる。つまり、この位置で分光性能が大きく劣化することになる。したがって、この位置に、使おうとしているエネルギーのフォトンが来ているかどうかを調べる必要がある。

さて、利用を想定した12keVのX線の結晶表面上でのフォトン密度の分散は、偏向電磁石で7.9mm(σ_{BM} :Fig.15矢印)、WPH-33Jでは2mm(σ_U :Fig.12矢印)である。後者のアン

ジュレータラインでは、うねりの影響が避けられ、基本波が照射する範囲での最大うねり角 $\Delta\theta_{\text{eff}}$ を見てみると $10\mu\text{rad}$ (2.1 arcsec)になる。これに対して、偏向電磁石においては、うねり角が最大となる部分が依然として利用光にさらされているから、分光性能は大きく影響されると予想される。こうして、偏向電磁石の $\Delta\theta_{\text{eff}}=1.3\mu\text{rad}$ (0.27 arcsec)とアンジュレータの $10\mu\text{rad}$ を比べると8倍程度の違いがある。しかし、これは、最大熱流束の比の30倍に比べると1/4程度であることがわかる。

このうねり角をエネルギー分解能 $\Delta E_{\max}/E$ に換算すると、偏向電磁石で 8.1×10^{-6} 、アンジュレータでは 6.3×10^{-5} となる。ちなみに、12keVのX線に対するSi(111)反射のダーウィン幅^[6]は $23\mu\text{rad}$ である。熱変形による結晶表面のうねり角は、この値と比べて小さく、汎用的な利用実験のビームラインであれば分光素子として十分使用できると予想される。SPring-8における分光結晶の熱影響について、以上の解析結果をTable 5にまとめた。

これまで、12keVのX線を利用する場合について述べたが、もし、より低エネルギーのX線を利用する場合を考えると、放射光の分光結晶の回折角を大きくする必要がある。さらに、アンジュレータにおいては、基本波のエネルギーを小さくするため、より大きいKパラメータで運転することになるから、熱負荷そのものも大きくなり、分光結晶には厳しい条件となる。今回想定したWPH-33Jは全長2mであるが、SPring-8では4m程度のアンジュレータを挿入することも考えられ、その場合熱負荷はさらに2倍になる。このことから、SPring-8でのX線アンジュレータからの放射光を受けた分光結晶の温度上昇が100度を大きく越えることが予想される。

ここで思いださなければならないことは、分光結晶が直接放射光を受けて、その全てが熱に変わることを前提としていた。これは、きわめて厳しい条件であって、実際のビームラインでは、真空遮蔽のBe窓や前置きのミラー、さらには、分光結晶の散乱現象で、何分の1かに熱負荷は軽減される。また、結晶を傾斜カットすることにより、放射光の入射角を浅くし結晶表面で受ける熱流束を小さくすることが可能である。こうして、水による直接冷却は、相当広範に使用できると考えられる。

ガリウムを冷媒に使用することによる熱伝達率の向上も期待できる^[4]。これらの技術によって、分光器を最適化することにより、少なくとも、プロトタイプ・アンジュレータのクラスのビームラインでは水冷却法は十分利用できると考えられる。

本報告においては、分光結晶への熱的影響として、反射面のうねり変形についてのみ議論したが、結晶の格子定数の変化なども重要な因子である。今後は、このことを踏まえた分光結晶の解析と、レイトレースによる精密な分光器の性能評価が必要である。

5.2 光学素子改良の可能性に対する指針

5.2.1 フィルタ、スリットの有効性

アンジュレータ、偏向電磁石の分光結晶が受ける熱流束分布をFig.8, Fig.9に、その熱負荷による結晶の変形量をFig.11, Fig.15に示したが、それらを比較すると、形状変化は熱流束の分布とほぼ一致していることが分かる。これらのビームラインに、フィルタやスリットを入れた場合にも同じことが言えるであろう。そこで、アンジュレータ光

におけるスリットの効果について考えてみる。スリットを置くことで、光軸付近の基本波以外の光をカットして、結晶が受ける全熱流束を少なくすることができ、結晶の温度上昇および熱変形を抑えられる。しかし、熱流束分布は光軸付近で急な勾配になり、そのことにより、光軸付近での表面のうねり角は大きくなつて、分光性能はかえつて低下するとも考えられる。

また、フィルタによる熱対策の有効性についても同様のことが言える。アンジュレータの放射光は光軸中心からはずれると低エネルギーの成分が多くなる。低エネルギーの成分はフィルターにより吸収されやすいため、熱流束分布が狭い形状になる。このことから、フィルタにより熱負荷を減らしても、結晶の分光性能の向上につながらない可能性がある。

5.2.2 フィンの有効長さ

フィンを持つ冷却構造において、冷却能力に重要な意味を持つのは、フィンとチャンネルの幅である。フィンの高さについては、フィンの付け根からある程度距離が離れた冷却面は冷媒との温度差がなくなり、冷却効果が期待できない。この長さがフィンの有効長さである。Fig.16は偏向電磁石とプロトタイプ・アンジュレータにおける光軸直下のフィンの中心での温度変化である。縦軸は、温度上昇をフィンの付け根（表面から深さ0.8mm）の温度で規格化したもの、横軸はフィンの付け根からの距離である。このグラフから、フィン幅1mm、チャンネル幅1mmのSiフィン付凹板における有効長さは、加熱条件によらず、3mm程度であることがわかる。

5.2.3 結晶固定の条件

分光結晶の熱変形は結晶の固定条件、すなわち冷却構造部分の外側の母材の有無や結晶の固定法によって大きく影響される。

アンジュレータビームラインにおける分光結晶について条件を変えて変形計算をしたものがFig.17である。すなわち、a) 固定条件を側面と底面を自由にしたモデル(All free)、b) 側面は固定で底面を自由にしたモデル(S fix) および c) 側面と底面を固定にしたモデル(BS fix)について解析した結果が示されている。

ALL free と S fix を比較してわかることは、側面を固定すれば曲げ応力効果で変形が抑えられ、特に側面付近での表面のうねり角が小さくなる。しかし、問題となる光軸付近のうねり角はそれほど変わらない。S fix と BS fix を比較して、底面を固定することにより、この結晶全体の撓みが抑えられ、反射面の変形および光軸付近のうねり角が小さくなることがわかる。

以上により側面を固定しフィンの底面を Si など弾性率の高い母材に接合することにより熱変形が抑えられることがわかる。

参考文献

- [1]橋本眞也、本橋治彦、松木信雄、平塚東、大野英雄
"モノクロメータの高熱負荷試験", 日本放射光学会 pp.7-9 (1992.5.7).
- [2] T.Oversluizen,T.Matsushita,T.Ishikawa,P.M.Stefan,S.Sharma, and A.Mikuni
"Performance of directly water-cooled silicon crystal for use in high-power synchrotron
radiation applications", Rev. Sci. Instrum. 60(7), (1989).
- [3] Robert K. Smither
"Summary of Workshop on High Heat Load X-ray Optics", held at
Argonne National Laboratory, Nucl. Instr. and Meth A291, 286-299 (1990).
- [4] Shigemi Sasaki,Nobuo Matsuki, and Takeo Takada
"SPring-8 prototype undulator", Rev.Sci.Instrum.63(1), (1992).
- [5] Kwang-Je Kim
"Characteristics of Synchrotron Radiation", Proc. US Particle Accelerator School
1987-1988 (AIP Conf. Proc. 184) PP.565-632 (1989).
- [6] 柏原泰治
"高エネルギーX線領域でのサジタルフォーカシング・モノクロメータの特性",
JAERI-M 91-008 (1991).

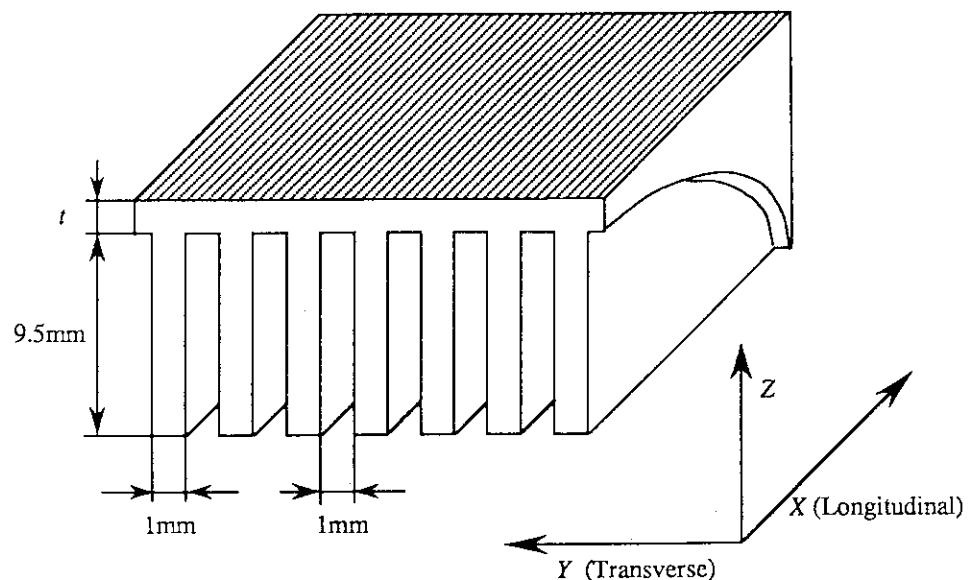


Fig.1 Structure of the test piece which is adopted both in the electron irradiation experiments (Cu, $t=1.5\text{ mm}$) and in the present calculations (Cu, $t=1.5\text{ mm}$ and Si, $t=0.8\text{ mm}$).

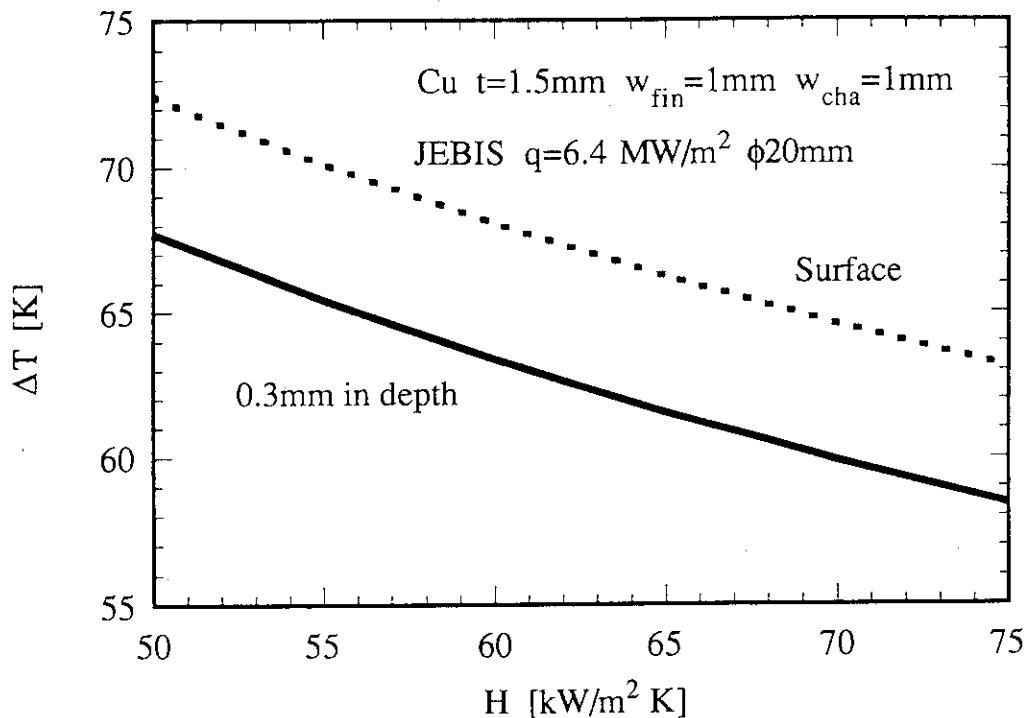


Fig.2 H(heat transfer coefficient) dependence of the temperature rise calculated for a Cu test piece at the top surface (dotted line) and at 0.3mm below the surface (solid line).

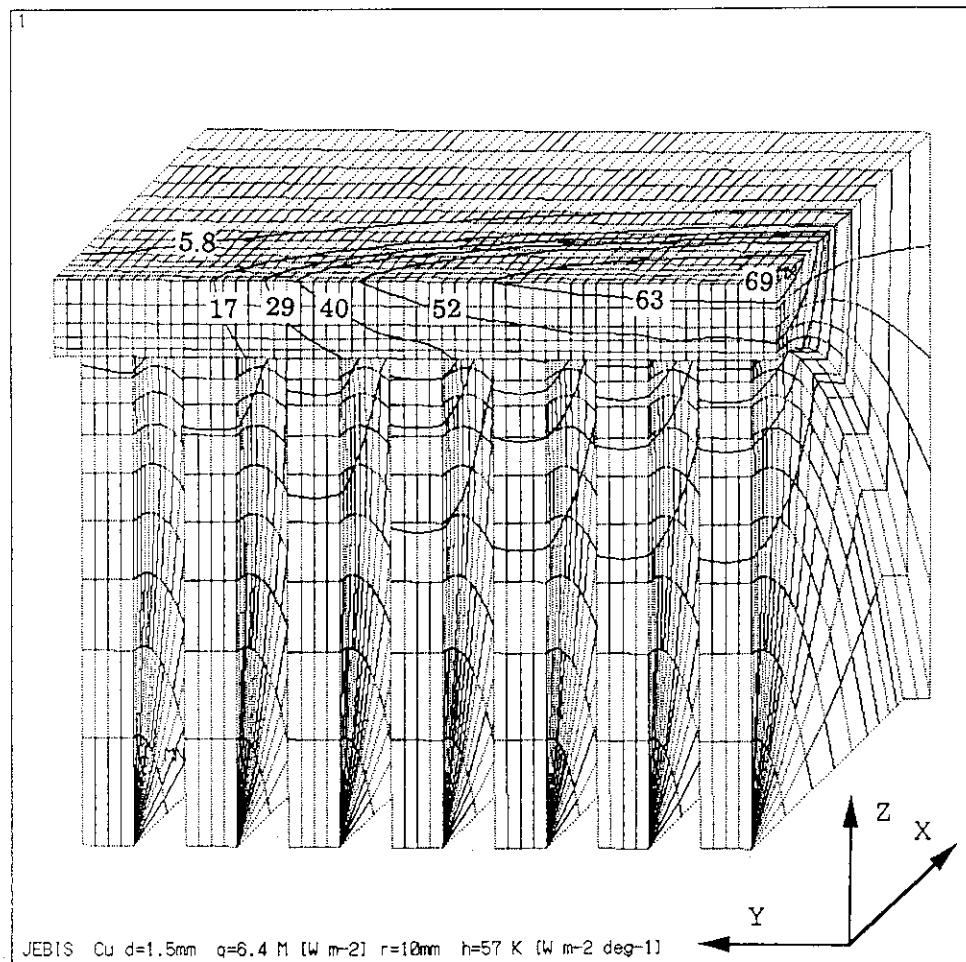


Fig.3 Temperature contour map of the Cu test piece simulated to reproduce the experimentally measured temperature rise at 0.3mm under the top surface.

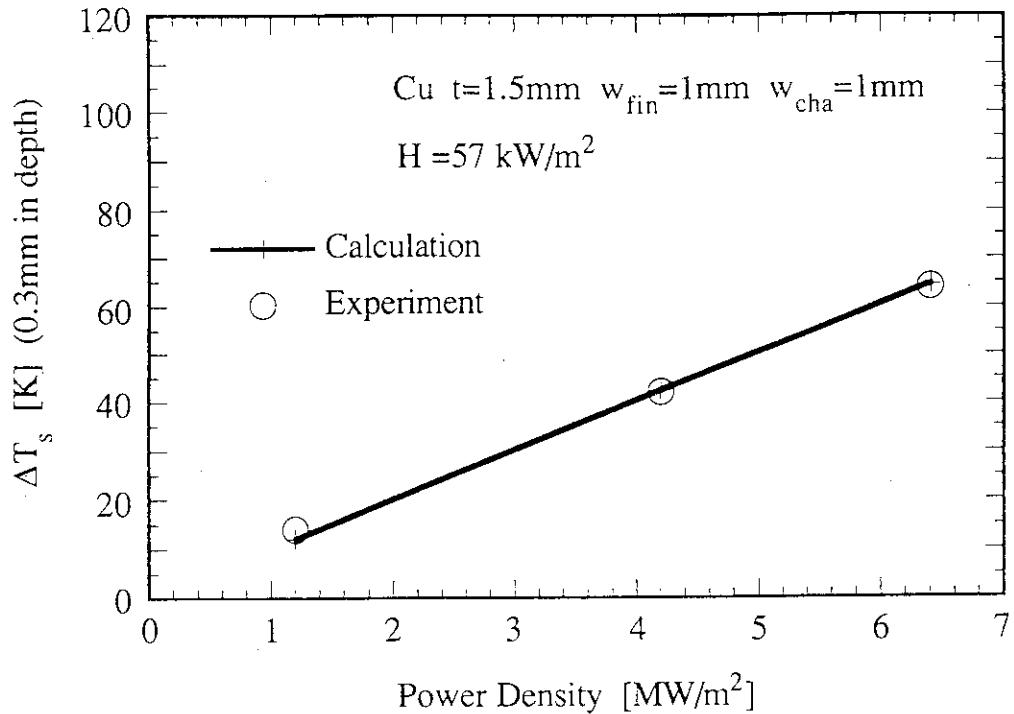


Fig.4 Power density dependence of the temperature rise at 0.3mm under the top surface of the Cu test piece. (Solid line) calculation and (dotted line) experiment.

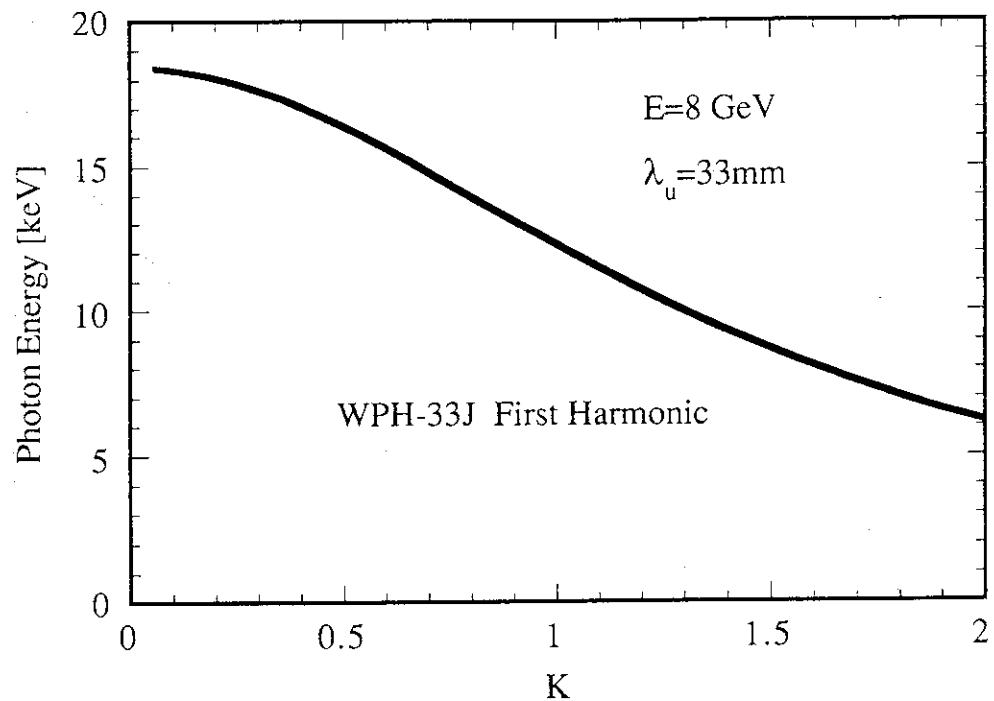


Fig.5 Photon energy of the first harmonic from the SPring-8 prototype undulator (WPH-33J) plotted as a function of K value.

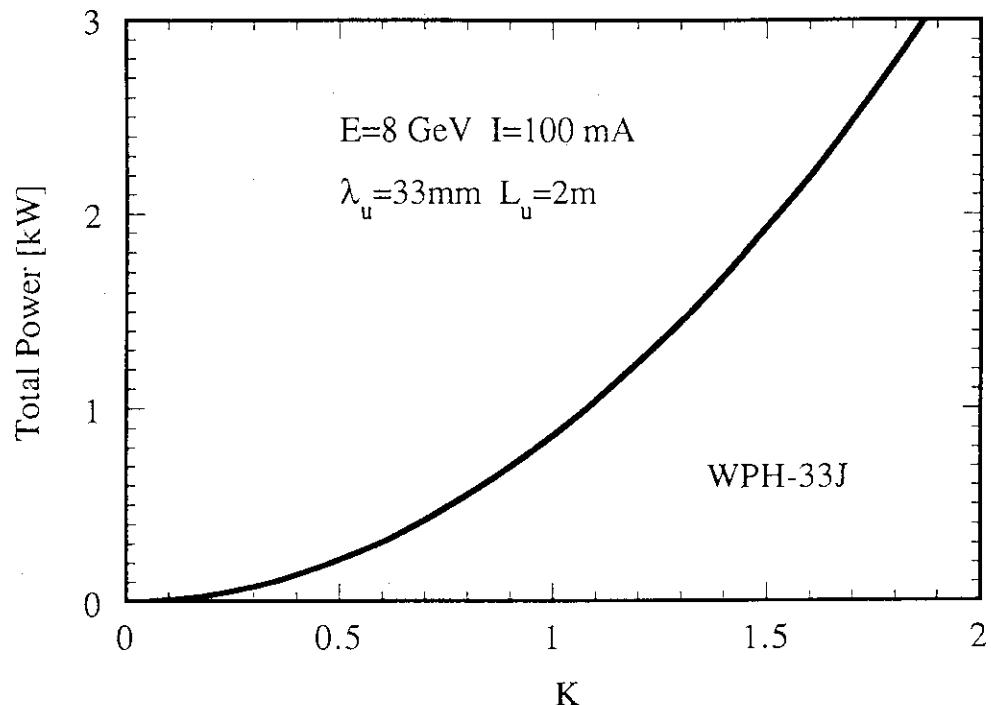


Fig. 6 Change of the total power of radiation from WPH-33J against K .

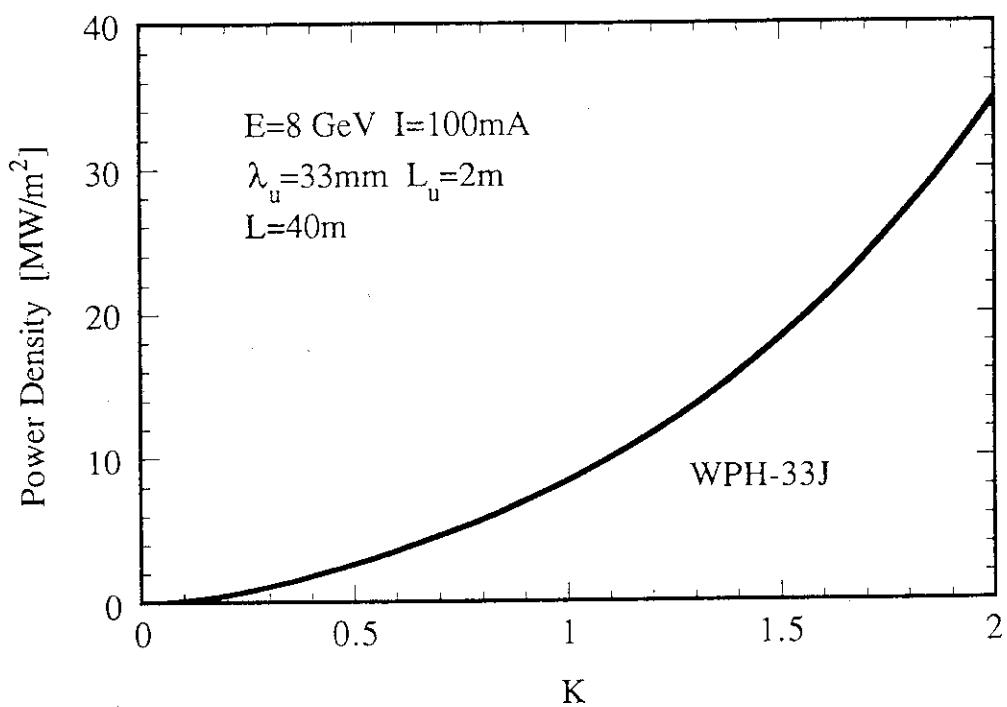


Fig. 7 K dependence of the maximum power density of WPH-33J on the crystal. The glancing angle of the beams to the crystal is the Bragg angle for the first harmonic.

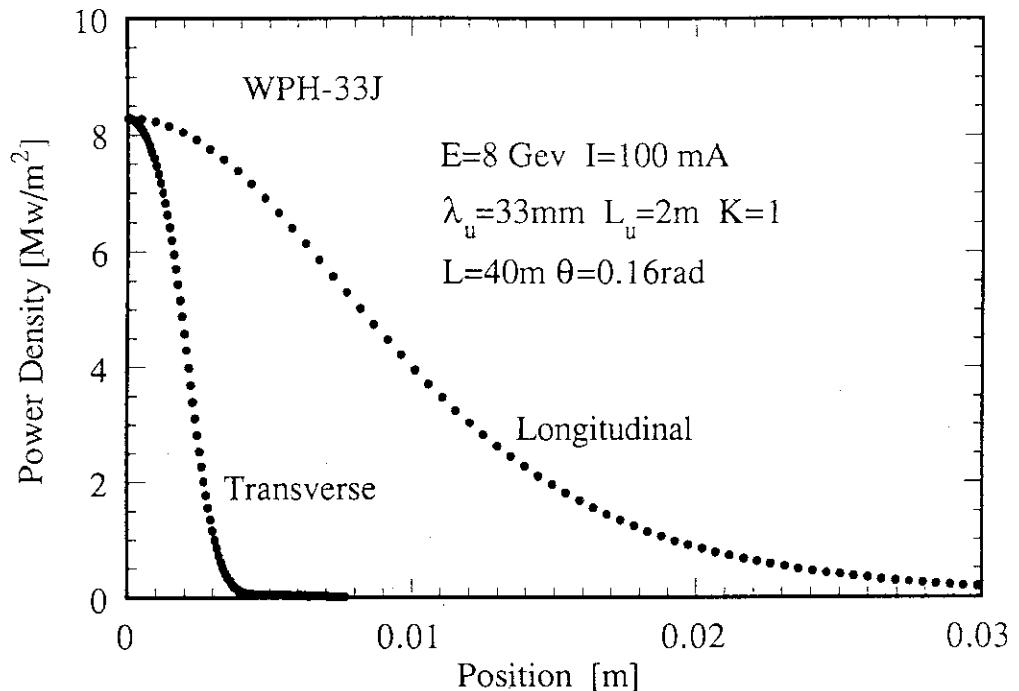


Fig.8 Power density profiles on the crystal surface irradiated by WPH-33J. The glancing angle to the crystal is the Bragg angle for the first harmonic ($K=1$, $\theta_B=9.2$ degrees).

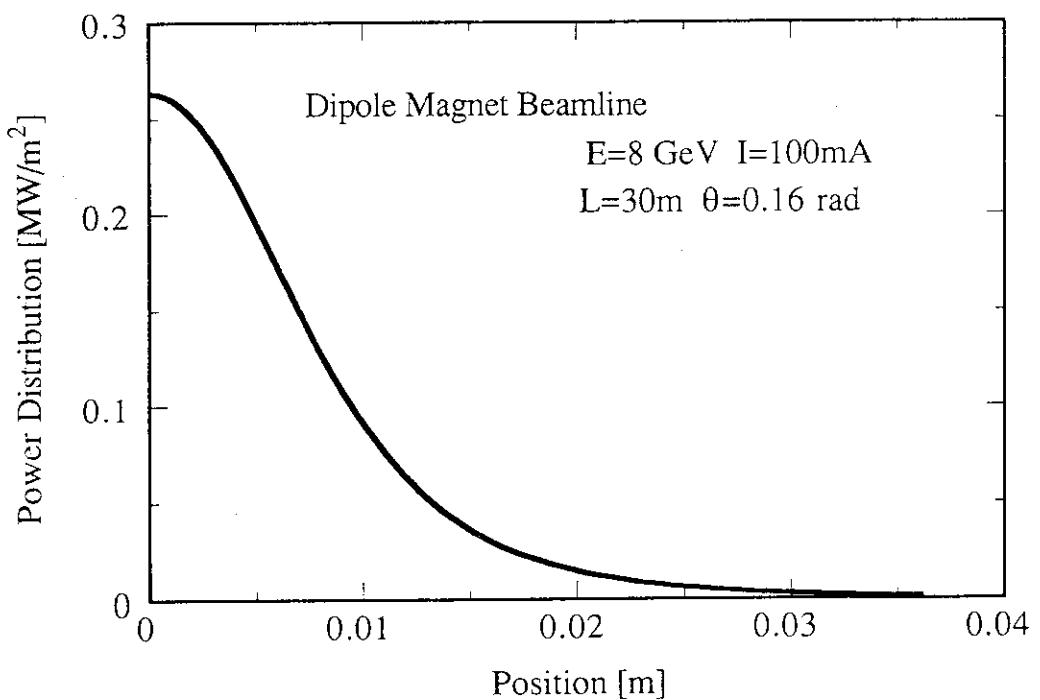


Fig.9 Power density profile on the crystal surface irradiated by the Spring-8 bending-magnet. The glancing angle is 9.2 degrees.

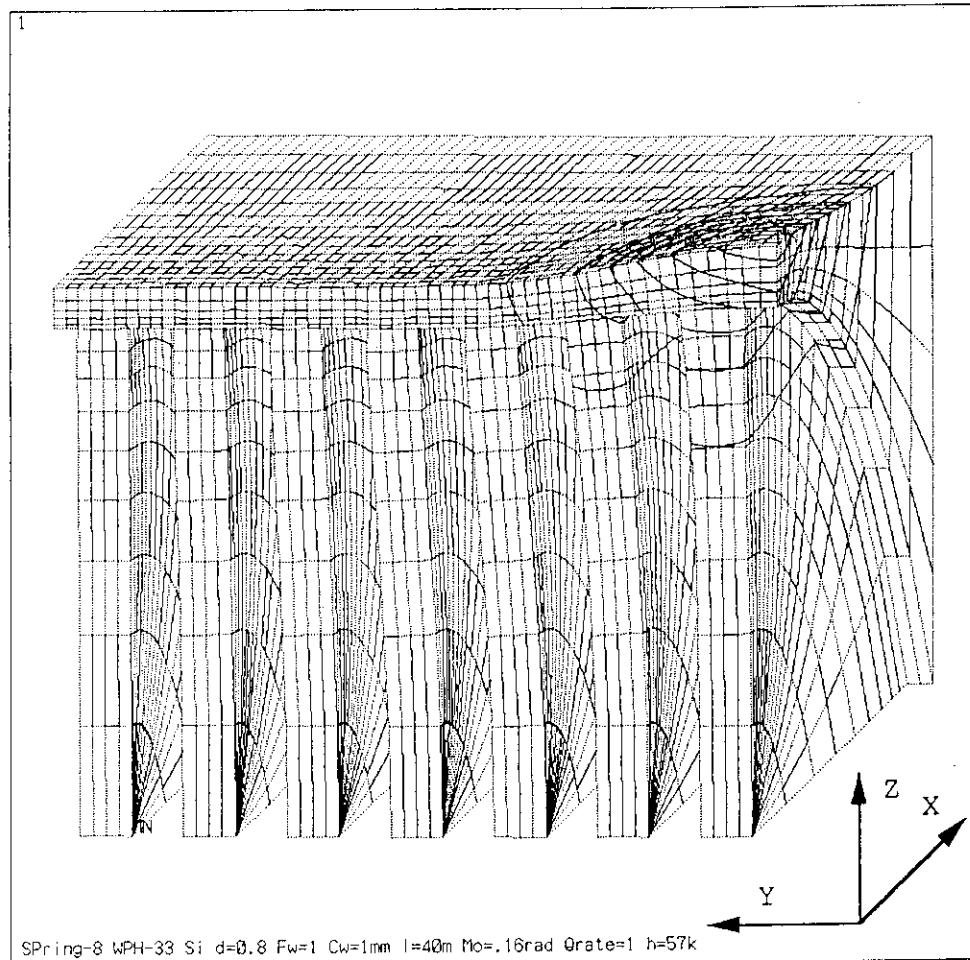


Fig.10 Calculated displacements and temperature contour map of a Si crystal in the photon beams from WPH-33 J ($K=1$, $\theta_B=9.2$ degrees). The displacements are emphasized by 2,000 times.

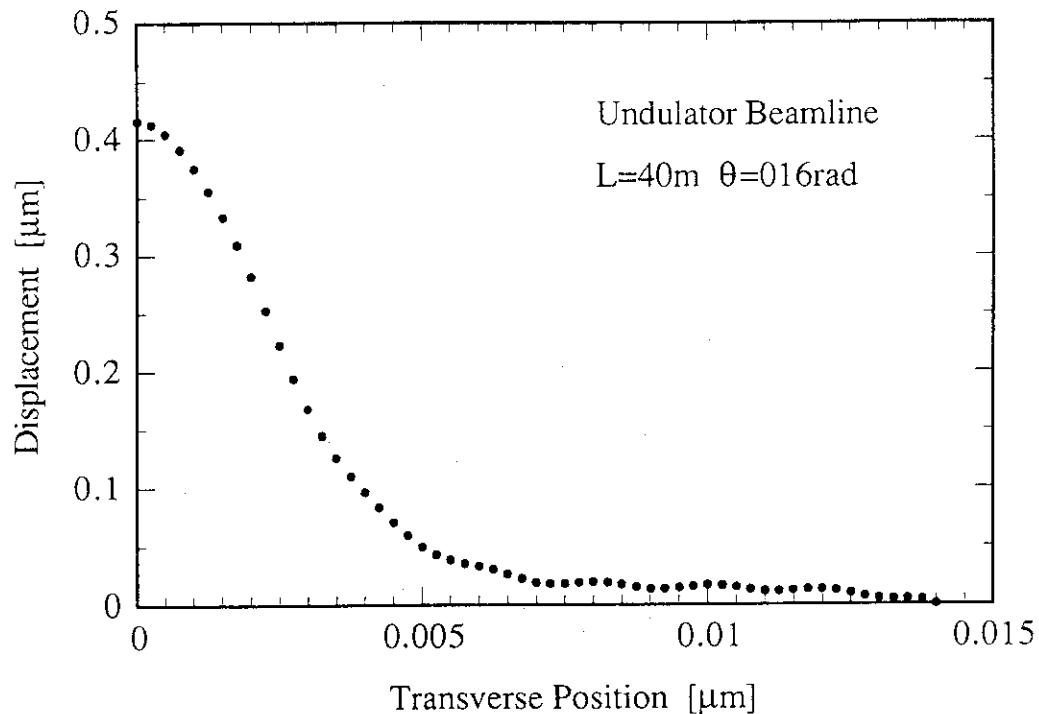


Fig.11 Calculated displacements on the Si crystal surface in the photon beams from WPH-33J ($K=1$, $\theta_B=9.2$ degrees).

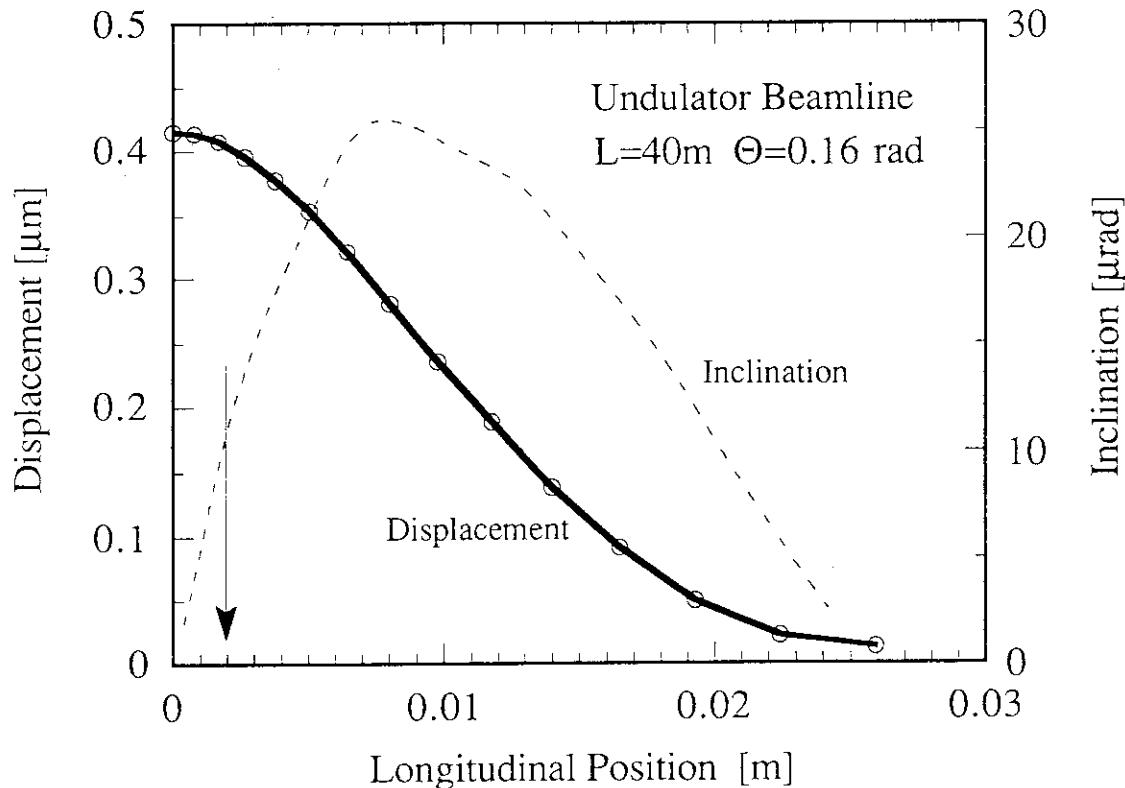


Fig.12 Calculated profiles of displacements and slope errors on the Si crystal surface in the photon beams from WPH-33J ($K=1$, $\theta_B=9.2$ degrees).

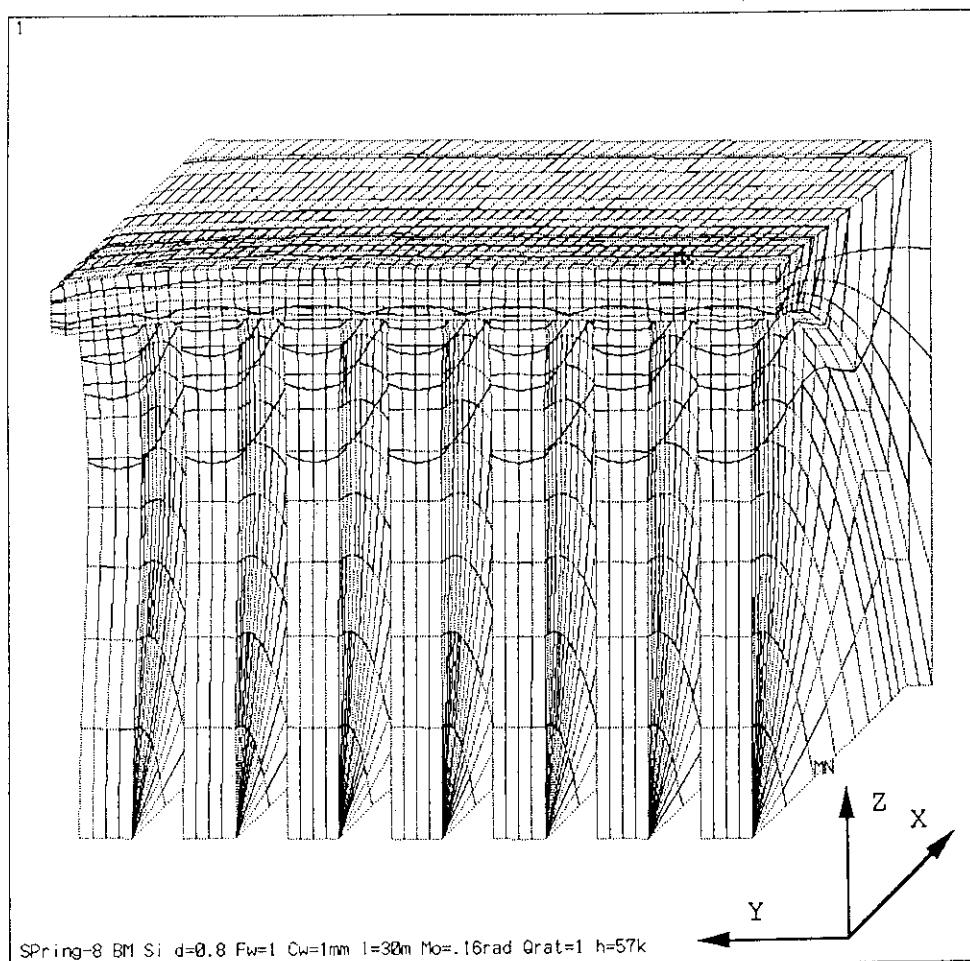


Fig.13 Calculated displacements and temperature contour map of the Si crystal in the photon beams from the SPring-8 bending-magnet (BM). The displacements are emphasized by 20,000 times. The glancing angle is 9.2 degrees.

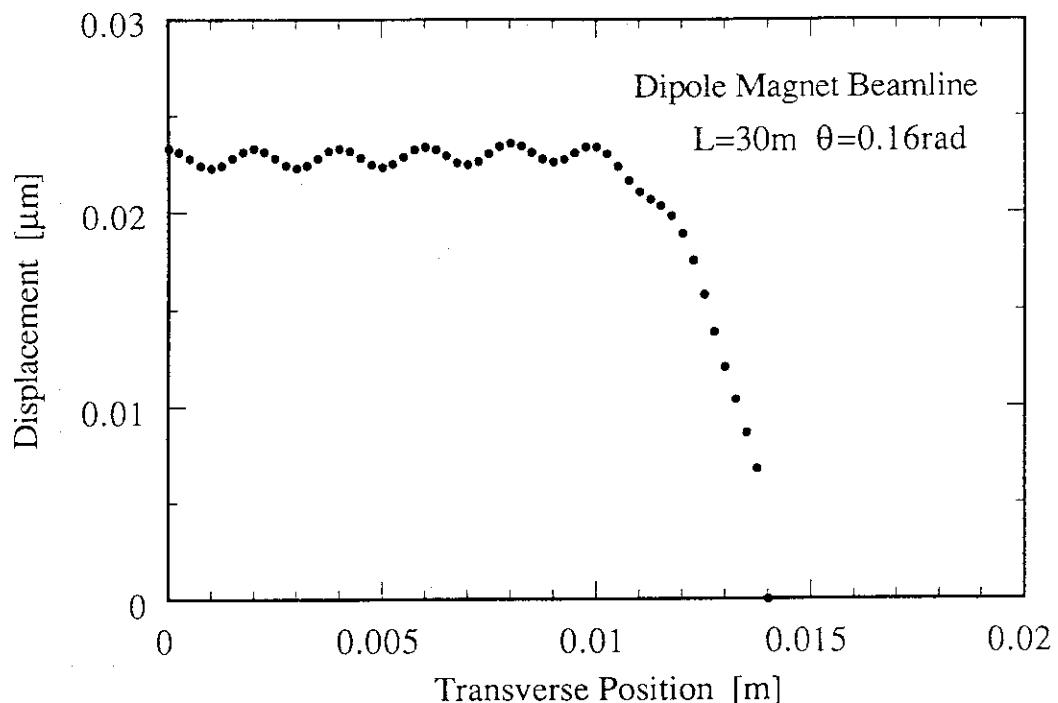


Fig.14 Calculated profiles of the displacements on the crystal surface in the photon beams from the SPring-8 BM. The glancing angle is 9.2 degrees.

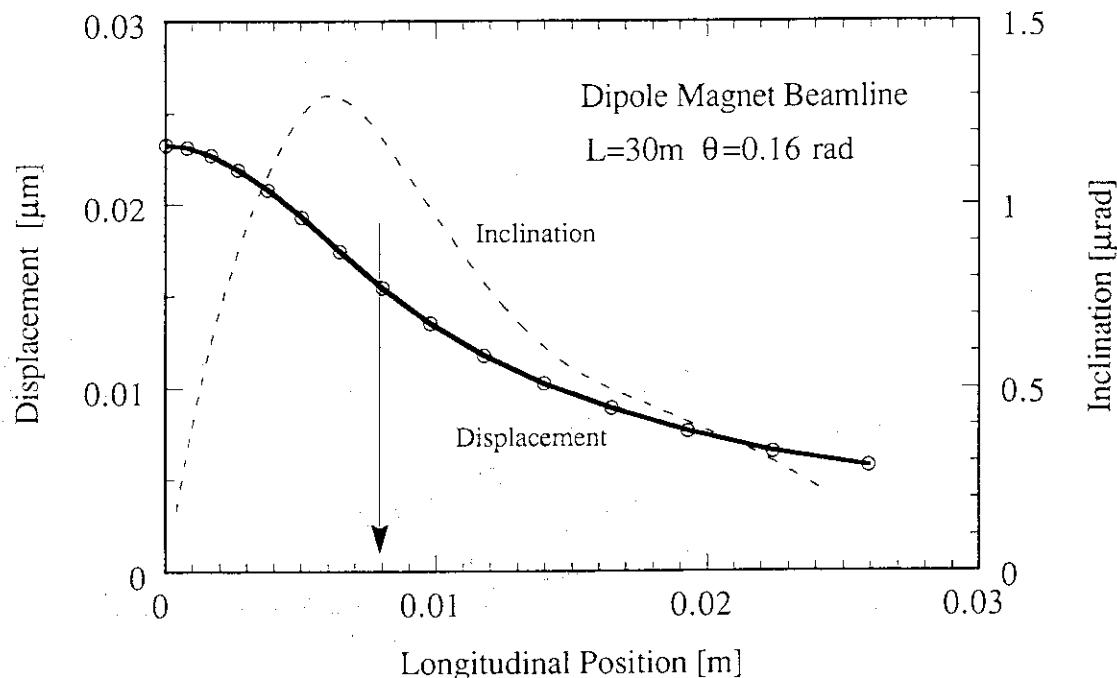


Fig.15 Calculated profiles of displacements and slope errors on the crystal surface in the photon beams from the BM. The glancing angle is 9.2 degrees.

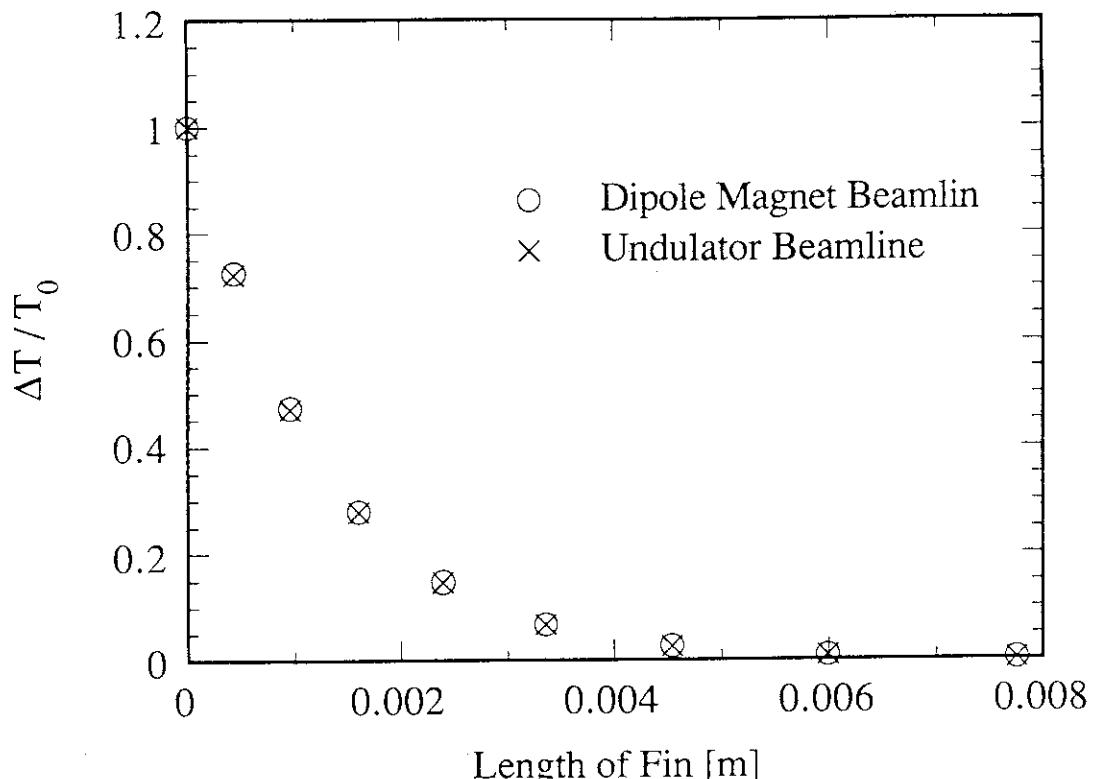


Fig.16 Temperature profiles along the middle line in the depth direction of the fin (normal to the irradiated surface).

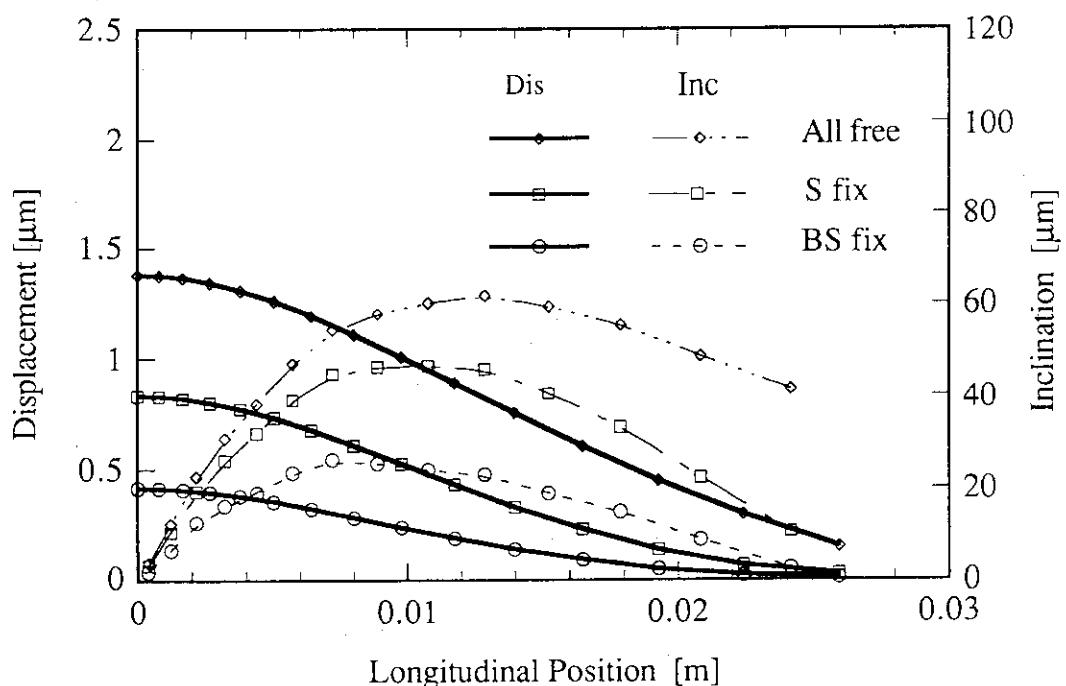


Fig.17 Comparison among the surface displacements of the crystal calculated under three different boundary conditions for the SPring-8 prototype undulator ($K=1$). The glancing angle is 9.2 degrees.