

JAERI - M  
91-008

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

1991年2月

柏原 泰治

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。  
入手の問合わせは、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、お申しこしてください。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）で複写による実費頒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, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1991

---

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 機原子力資料サービス

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

日本原子力研究所大型放射光施設計画推進室

柏原 泰治

(1991年1月18日受理)

8 GeV 級ストレージリングから放射される高エネルギーの光を単色化し、試料位置に集光するのに、サジタルフォーカシング・モノクロメータが利用される。この論文では、入射 X 線と結晶表面とのなす角（対称反射の場合はブラッグ角と等しくなる）、および X 線動力学理論から導かれるダーウィン幅を 10 ~ 100 KeV のエネルギー範囲で、Si (111), Si (311), Si (333), Ge (111), Ge (311), Ge (333) についてそれぞれ求めた。サジタルフォーカシング・モノクロメータを用いた集光配置では、入射ビームの発散角が大きくなると、入射角のブラッグ角からのずれは大きくなる。それゆえ、発散したビームの入射角とブラッグ角のずれを種々の幾何学配置で求めた後、発散ビームがモノクロメータから散乱される条件をダーウィン幅の数値結果を用いて検討した。

Characters of Sagittal Focusing Monochromator  
in High Energy Region

Yasuharu KASHIHARA

Office of Synchrotron Radiation Facility Project  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 18, 1991)

Sagittal focusing monochromator will be used to monochromatize and focus the high energy photon radiated from an electron storage ring in 8 GeV class. The angle between an incident beam and crystal surface, which was given by the Bragg angle for symmetric reflection, and the Darwin width in X-ray dynamical theory were calculated for Si(111), Si(311), Si(333), Ge(111), Ge(311) and Ge(333) in a wide range of photon energy (10 ~ 100 keV). The difference between an incident angle and the Bragg angle increases further as the divergence of an incident beam increases in the geometry of sagittal focusing. We calculated the incident angle and compared it with the Bragg angle, and then investigated the scattering condition of a divergent beam for various geometries of sagittal focusing monochromator by using the numerical results of the Darwin width.

Keywords: Monochromator, Sagittal Focusing, Synchrotron, Silicon, Germanium, Bragg Angle, Darwin Width, High Energy

## 目 次

1. 序 論 .....	1
2. 平板結晶面への入射角 .....	2
3. ダーウィン幅 .....	3
4. サジタルフォーカシング・モノクロメータ .....	5
5. まとめ .....	7
参考文献 .....	9

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Angle between incident beam and flat crystal surface .....	2
3. Darwin width .....	3
4. Sagittal focusing monochromator .....	5
5. Conclusion .....	7
References .....	9

## 1. 序 論

現在、日本原子力研究所と理化学研究所は、共同して兵庫県西播磨に 8 GeV 級大型放射光施設 (SPring-8) を建設している。8 GeV ストレージリングから放射される光 (X 線) の特徴として、従来の放射光施設にはない、高エネルギー、高輝度、高強度の特性が挙げられる。これらの特性の中でも、光の高エネルギー性を利用した研究が数多く計画されている<sup>1)</sup>。大型放射光施設計画推進共同チームで行われている個別利用課題グループ検討会に出席されたサブグループの中で硬 X 線を利用するサブグループのほとんどが 100 keV 近くまでの高エネルギーの光の利用計画を立てている。これらサブグループの研究は、大きく分けて次の 3 つの高エネルギー X 線の持つ物理的性質を利用したものと思われる。

- ① 重原子 (ウランまで) の K 吸収端を利用した蛍光 X 線分析、内核電子の光電子分光。K 吸収端近傍での異常分散を利用した構造解析。
- ② X 線回折実験では、高エネルギーになると高次の反射まで観測することができる。このことを利用しての空間分解能を上げた構造解析。
- ③ 高エネルギー X 線の透過能の大幅な向上を利用した重元素結晶の透過観察。考古学試料、生体、工業材料等の非破壊を要する試料の内部構造の透過観測。

利用グループの中には、放射された光を結晶モノクロメータで単色化したビーム利用や試料位置に光を集光したビーム利用を希望するサブグループもある。集光素子として、X 線ミラーがよく使用されている。しかし、20 keV 以上のエネルギーでは、光のミラー表面に対する入射角があまりに小さくなるので、ミラーは集光素子として使用できなくなる。ミラーに代わる集光素子として、湾曲したモノクロメータの使用が考えられる。しかし、湾曲モノクロメータを高エネルギー X 線で使用するには以下に述べる種々の問題がある。

光を単色化するのに結晶モノクロメータのブラッグ散乱が利用される。対称反射モノクロメータに入射する X 線と結晶表面とのなす角 (ブラッグ角) は、入射エネルギーが高くなると、よく知られたブラッグの式により小さくなることがわかる。入射角が小さくなるとモノクロメータの回転精度もさることながら、ビームに対するモノクロメータの高さ調整の精度も要求される。この為、100 keV 程度までの光に対するブラッグ角を調べる必要がある。

モノクロメータは、ブラッグ条件を満足する光のみを散乱するのではなく、ブラッグ角を中心として、ある角度幅の中にある全ての光を散乱することができる。この角度幅は、X 線動力学理論から導かれるダーウィン幅に相当する。即ち、ブラッグ点回りのロッキングカーブの半値幅が、ダーウィン幅に関係する。その為、モノクロメータからブラッグ散乱波を取り出すには、回転の角度ステップやバックラッシュがダーウィン幅より小さい回転機構を持つモノクロメータを使用しなければならない。動力学理論によると、X 線のエネルギーが高くなるにつれて、ダーウィン幅は、狭くなることが知られている。この為、高エネルギーでのモノクロメータは、低エネルギーの時よりもより回転精度の高いものが要求される。高エネルギー (100 keV 程度まで) でのモノクロメータの必要な回転精度を見積もるために、ダーウィン幅のエネルギー依存を調べるこ

とが必要である。

大型放射光施設では、50～100 keV 以上の高エネルギー X 線は、ベンディング・マグネットやマルチポール・ウィグラーから放射される。これらの光は、水平面内（電子軌道面内）に 2 mrad の発散角を持って放射される。2 mrad の発散角を持つ光を試料位置に集光するには、モノクロメータを湾曲したサジタルフォーカシングの方法が使われる。平板結晶の時、入射 X 線がブラッグ条件を満足していても、モノクロメータを湾曲すると、入射度はブラッグ角からダーウィン幅以上にずれて、散乱が起きないことがある。結晶を湾曲したとき、入射角のブラッグ角からのずれの大きさは、ビームラインに設置するモノクロメータの位置に依存する。そのため、入射角とブラッグ角のずれができる限り小さい最適な位置にモノクロメータを設置することが望ましい。しかし、ビームラインの他の光学素子との関係上、どうしてもその最適な位置に、モノクロメータを設置できないこともある。このような場合、モノクロメータを最適な位置からずらすことのできる範囲を知ることは、ビームラインを建設する上で重要なことである。

本論文では、上記の問題点を Si (111), (311), (333), Ge (111), (311), (333) のモノクロメータについて検討した。

## 2. 平板結晶面への入射角

モノクロメータによって回折される X 線の波長（エネルギー）と結晶面への入射角  $\theta$  との間にはよく知られているブラッグ反射の条件

$$\lambda = 2d(hkl) \sin \theta \quad (1)$$

が成り立っている<sup>2)</sup>。但し、 $\lambda$  は、入射 X 線の波長を表し、エネルギー  $E$  との間には次の関係がある。

$$\lambda \text{ (Å)} = 12.398 / E \text{ (keV)} \quad (2)$$

$d(hkl)$  は、モノクロメータ結晶のミラー指数  $(hkl)$  面の面間隔である。Si, Ge のようなダイヤモンド構造をとる結晶では、面間隔  $d(hkl)$  と格子定数  $a$  には、

$$d(hkl) = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (3)$$

が成立する。Si 及び Ge の格子定数  $a_{\text{Si}}$ ,  $a_{\text{Ge}}$  は、それぞれ

$$a_{\text{Si}} = 5.4313 \text{ Å}$$

$$a_{\text{Ge}} = 5.6577 \text{ Å}$$

で与えられる。

とが必要である。

大型放射光施設では、50～100 keV 以上の高エネルギー X 線は、ベンディング・マグネットやマルチポール・ウイグラーから放射される。これらの光は、水平面内（電子軌道面内）に 2 mrad の発散角を持って放射される。2 mrad の発散角を持つ光を試料位置に集光するには、モノクロメータを湾曲したサジタルフォーカシングの方法が使われる。平板結晶の時、入射 X 線がブラッグ条件を満足していても、モノクロメータを湾曲すると、入射度はブラッグ角からダーウィン幅以上にずれて、散乱が起きないことがある。結晶を湾曲したとき、入射角のブラッグ角からのずれの大きさは、ビームラインに設置するモノクロメータの位置に依存する。そのため、入射角とブラッグ角のずれができる限り小さい最適な位置にモノクロメータを設置することが望ましい。しかし、ビームラインの他の光学素子との関係上、どうしてもその最適な位置に、モノクロメータを設置できないこともある。このような場合、モノクロメータを最適な位置からずらすことのできる範囲を知ることは、ビームラインを建設する上で重要なことである。

本論文では、上記の問題点を Si (111), (311), (333), Ge (111), (311), (333) のモノクロメータについて検討した。

## 2. 平板結晶面への入射角

モノクロメータによって回折される X 線の波長（エネルギー）と結晶面への入射角  $\theta$  との間にはよく知られているブラッグ反射の条件

$$\lambda = 2d(hkl) \sin \theta \quad (1)$$

が成り立っている<sup>2)</sup>。但し、 $\lambda$  は、入射 X 線の波長を表し、エネルギー E との間には次の関係がある。

$$\lambda (\text{Å}) = 12.398 / E (\text{keV}) \quad (2)$$

$d(hkl)$  は、モノクロメータ結晶のミラー指数  $(hkl)$  面の面間隔である。Si, Ge のようなダイヤモンド構造をとる結晶では、面間隔  $d(hkl)$  と格子定数  $a$  には、

$$d(hkl) = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (3)$$

が成立する。Si 及び Ge の格子定数  $a_{\text{Si}}$ ,  $a_{\text{Ge}}$  は、それぞれ

$$a_{\text{Si}} = 5.4313 \text{ Å}$$

$$a_{\text{Ge}} = 5.6577 \text{ Å}$$

で与えられる。



$a_{si}$ ,  $a_{ge}$  の値を (3) 式に代入し, (1) 式と (2) 式から入射角  $\theta$  とエネルギーの関係を Si (111), Si (311), Si (333), Ge (111), Ge (311), Ge (333) についてそれぞれ求めた。S (111), S (311), S (333) については, Fig. 1~3 に Ge (111), Ge (311), Ge (333) については, Fig. 4~6 にそれぞれ示す。10 keV 近傍でよく使用されている Si (111) モノクロメータへの入射角は, Fig. 1 よりエネルギーが 100 keV になると, 10 keV の時の  $10.2^\circ$  に比べ約  $1/10$  の  $1.2^\circ$  にまで小さくなる。最近, 入射角  $0.5^\circ \sim 0.6^\circ$  で X 線を結晶表面にすれすれに入射する全反射法を用いた結晶表面構造の研究が盛んに行われていることを考えると<sup>2)</sup>, 入射角  $1.2^\circ$  でモノクロメータをセッティングすることは, そう難しいことではない。

次に, エネルギー可変の 2 結晶モノクロメータについて検討する。2 結晶間のギャップ (入射ビームと出射ビームの高さの差)  $h$  とビーム方向の 2 結晶間距離  $x$  には,  $x = h / \tan (2\theta)$  の関係がある。 $h = 3$  cm にすると, S (111) では,  $x$  は 10 keV のとき 7.2 cm であるが, 100 keV になると 76 cm に増加する。10 keV ~ 100 keV までの光を連続して取り出すには, モノクロメータをビームに平行に約 70 cm 移動しなければならない。高次反射 Si (333) では, 100 keV において,  $x = 28$  cm となり, 移動距離はかなり少なくなる。入射角だけを考慮すれば, 高次反射の方が確かに有利である。

### 3. ダーウィン幅

モノクロメータは, 入射角がブラッグ角を中心にダーウィン幅の中にある X 線を散乱することができるので, 要求されるモノクロメータの回転精度は, ダーウィン幅の広さによって決まる。動力学理論によると, ダーウィン幅は, 次の式で与えられる<sup>4), 5)</sup>。

$$\omega = \frac{2.12}{\sin (2\theta)} \frac{r_e \lambda^2}{\pi V} C |F_{hr}| \exp \{-B (\sin \theta / \lambda)^2\} \quad (4)$$

但し,  $\lambda$  は, 入射 X 線の波長を,  $\theta$  はブラッグ角を表している。 $C$  は, 偏光因子を表し,  $\sigma$  偏光のとき  $C = 1$ ,  $\pi$  偏光のとき  $C = \cos (2\theta)$  で与えられる。 $r_e$  は, 電子古典半径 ( $e^2/mc^2 = 2.818 \times 10^{-13}$  cm) である。 $V$  は, 結晶モノクロメータの単位格子の体積を表し, Si では  $160.22 \text{ \AA}^3$ , Ge では  $180.10 \text{ \AA}^3$  になる。 $\exp \{-B (\sin \theta / \lambda)^2\}$  は, デバイワラー因子で, 温度因子  $B$  として, Si では,  $0.40 \text{ \AA}^2$ , Ge では,  $0.60 \text{ \AA}^2$  の値をそれぞれ用いた。吸収のない結晶からのブラッグ反射の固有幅 (反射率が 1 である全反射領域)  $\omega_s$  は, (4) 式中の係数 2.12 を 2 で置き換えた式で表される。吸収のない結晶の場合でも, ブラッグ反射のロッキングカーブは, 完全なシルクハットにはならず, 必ず裾をひく。ロッキングカーブの裾の広がり, ダイナミカルテールと呼ばれ, 運動学理論から導かれるクリスタルトレーンションロッド (CTR) に一致する性質のものであることが最近分かった<sup>6), 7), 8)</sup>。この裾の広がりを考慮すれば, ブラッグ反射の半値幅はダーウィン幅で表される。

(4) 式の  $F_{hr}$  は, 原子散乱因子の実部から成る結晶構造因子で, ミラー指数  $h, k, l$  から散乱

$a_{si}$ ,  $a_{ge}$  の値を (3) 式に代入し, (1) 式と (2) 式から入射角  $\theta$  とエネルギーの関係を Si (111), Si (311), Si (333), Ge (111), Ge (311), Ge (333) についてそれぞれ求めた。S (111), S (311), S (333) については, Fig. 1~3 に Ge (111), Ge (311), Ge (333) については, Fig. 4~6 にそれぞれ示す。10 keV 近傍でよく使用されている Si (111) モノクロメータへの入射角は, Fig. 1 よりエネルギーが 100 keV になると, 10 keV の時の  $10.2^\circ$  に比べ約  $1/10$  の  $1.2^\circ$  にまで小さくなる。最近, 入射角  $0.5^\circ \sim 0.6^\circ$  で X 線を結晶表面にすれすれに入射する全反射法を用いた結晶表面構造の研究が盛んに行われていることを考えると<sup>2)</sup>, 入射角  $1.2^\circ$  でモノクロメータをセッティングすることは, そう難しいことではない。

次に, エネルギー可変の 2 結晶モノクロメータについて検討する。2 結晶間のギャップ (入射ビームと出射ビームの高さの差)  $h$  とビーム方向の 2 結晶間距離  $x$  には,  $x = h / \tan (2\theta)$  の関係がある。 $h = 3$  cm にすると, S (111) では,  $x$  は 10 keV のとき 7.2 cm であるが, 100 keV になると 76 cm に増加する。10 keV ~ 100 keV までの光を連続して取り出すには, モノクロメータをビームに平行に約 70 cm 移動しなければならない。高次反射 Si (333) では, 100 keV において,  $x = 28$  cm となり, 移動距離はかなり少なくなる。入射角だけを考慮すれば, 高次反射の方が確かに有利である。

### 3. ダーウィン幅

モノクロメータは, 入射角がブラッグ角を中心にダーウィン幅の中にある X 線を散乱することができるので, 要求されるモノクロメータの回転精度は, ダーウィン幅の広さによって決まる。動力学理論によると, ダーウィン幅は, 次の式で与えられる<sup>4), 5)</sup>。

$$\omega = \frac{2.12}{\sin (2\theta)} \frac{r_e \lambda^2}{\pi V} C |F_{hr}| \exp \{-B (\sin \theta / \lambda)^2\} \quad (4)$$

但し,  $\lambda$  は, 入射 X 線の波長を,  $\theta$  はブラッグ角を表している。C は, 偏光因子を表し,  $\sigma$  偏光のとき  $C = 1$ ,  $\pi$  偏光のとき  $C = \cos (2\theta)$  で与えられる。 $r_e$  は, 電子古典半径 ( $e^2/mc^2 = 2.818 \times 10^{-13}$  cm) である。V は, 結晶モノクロメータの単位格子の体積を表し, Si では  $160.22 \text{ \AA}^3$ , Ge では  $180.10 \text{ \AA}^3$  になる。 $\exp \{-B (\sin \theta / \lambda)^2\}$  は, デバイワラー因子で, 温度因子 B として, Si では,  $0.40 \text{ \AA}^2$ , Ge では,  $0.60 \text{ \AA}^2$  の値をそれぞれ用いた。吸収のない結晶からのブラッグ反射の固有幅 (反射率が 1 である全反射領域)  $\omega_s$  は, (4) 式中の係数 2.12 を 2 で置き換えた式で表される。吸収のない結晶の場合でも, ブラッグ反射のロッキングカーブは, 完全なシルクハットにはならず, 必ず裾をひく。ロッキングカーブの裾の広がり, ダイナミカルテールと呼ばれ, 運動学理論から導かれるクリスタルランケーションロッド (CTR) に一致する性質のものであることが最近分かった<sup>6), 7), 8)</sup>。この裾の広がりを考慮すれば, ブラッグ反射の半値幅はダーウィン幅で表される。

(4) 式の  $F_{hr}$  は, 原子散乱因子の実部から成る結晶構造因子で, ミラー指数  $h, k, l$  から散乱

では、次の式で表される。

$$F_{hkr} = \sum_j (f_o + f'_r) \exp \{ i (hx_j + ky_j + lz_j) \} \quad (5)$$

但し、 $f_o$ は普通使われている原子散乱因子、 $f'_r$ は、異常分散による原子散乱因子の実部をそれぞれ表している。 $f_o$ は、解析的に次のように表される、

$$f_o = \sum_{i=1}^4 a_i \exp \{ -b_i (\sin \theta / \lambda)^2 \} + c \quad (6)$$

Si, Geの係数 $a_i$ ,  $b_i$ ,  $c$ として、ハートレーフォック波動関数から求めた値をそれぞれ使用した<sup>9)</sup>。それ等を Table 1 に表す。異常分散による原子散乱因子 $f'_r$ ,  $f''_i$  (原子散乱因子の虚部)を Cromer と Liberman の方法で計算した結果が、佐々木によって報告されている<sup>10)</sup>。0.01 Å の X 線の波長間隔で彼によって計算された原子散乱因子を使って、Si, Ge の  $f'_r$ ,  $f''_i$  を補間法によって求めた結果を Fig. 7, 8 にそれぞれ示す。 $x_j$ ,  $y_j$ ,  $z_j$  は、単位胞に含まれる原子の位置を表し、Si や Ge のように単位胞に 8 個の原子を含むダイヤモンド構造の結晶では、次の値をとる。

$x_1 = 0$	$y_1 = 0$	$z_1 = 0$
$x_2 = 1/2$	$y_2 = 0$	$z_2 = 1/2$
$x_3 = 1/2$	$y_3 = 1/2$	$z_3 = 0$
$x_4 = 0$	$y_4 = 1/2$	$z_4 = 1/2$
$x_5 = 1/4$	$y_5 = 1/4$	$z_5 = 1/4$
$x_6 = 3/4$	$y_6 = 1/4$	$z_6 = 3/4$
$x_7 = 3/4$	$y_7 = 3/4$	$z_7 = 1/4$
$x_8 = 1/4$	$y_8 = 3/4$	$z_8 = 3/4$

Si および Ge の単位格子内の原子位置、原子散乱因子を (5) 式に代入し、(4) 式からダーウィン幅とエネルギーの関係を Si (111), Si (311), Si (333), Ge (111), Ge (311), Ge (333) についてそれぞれ求めた。Si (111), Si (311), Si (333) については、Fig. 9 ~ 11 に、Ge (111), Ge (311), Ge (333) については、Fig. 12 ~ 14 にそれぞれ示す。

X 線回折実験でよく使用されているエネルギー 10 keV でのダーウィン幅は、Si (111) で 5.9 sec, Si (311) で 2.5 sec, Si (333) で 1.4 sec, Ge (111) で 12.8 sec, Ge (311) で 5.7 sec, Ge (333) で 3.0 sec である。Si, Ge 共に、高次反射になるとダーウィン幅は減少することが分かる。Si, Ge の同じミラー指数の反射のダーウィン幅を比べると、Ge の値が Si に比べ、2 倍程大きくなっていることが分かる。これは、Si に比べ、Ge の原子散乱因子が大きいことによる。この事から、モノクロメータからの散乱される X 線の散乱角度分布に少しの広がりがあっても、強度の強い X 線を必要とする実験なら、原子散乱因子の大きい元素からなる単結晶をモノクロメータとして、使用すればよいことがわかる。(放射光のような白色 X 線では、角度分解能とエネルギー分解能がカップルしている為、角度分解能が悪くなると、エネルギー分解能も悪くなる。)

Fig. 9～14を見ると、ダーウィン幅は、Si, Ge共に、モノクロメータへ入射する光のエネルギーが増加すると減少していることがわかる。100 keVになると、ダーウィン幅は、Si (111) で0.56 sec, Si (311) で0.22 sec, Si (333) で0.11 sec, Ge (111) で1.35 sec, Ge (311) で0.58 sec, Ge (333) で0.37 secになる。これらの値は、Si, Ge共に、10 keVでのダーウィン幅のほぼ1/10に減少している。このことから、エネルギー10 keVの領域でモノクロメータとしてよく使用されているSi (111) を例にとると、モノクロメータの回転最小ステップは、10 keVでは、0.1 sec程度であるのに比べ、100 keVになると0.01 sec以下にしなければならない。

#### 4. サジタルフォーカシング・モノクロメータ

SPring-8では、エネルギーが50～100 keVの光は、ベンディングマグネットやマルチポールウィグラーから放射される。これらの光は、水平面内（電子軌道面内）に2 mradの発散角（クロッチからの光の取り出し角）をもって放射される。発散しているこれらの光は光源点から80 m離れた地点で、横の広がり16 cmにもなる。この光を利用するX線実験では、試料位置で、数mmの広がりを使用するので、この発散している光を試料位置に集光する必要がある。一般に、集光素子として、X線ミラーがよく使用されている。しかし、20 keV以上のエネルギーでは、ミラー表面に入射する光の入射角があまりに小さくなるので、ミラーは、集光素子として使用できなくなる。ミラーに代わる集光素子として、モノクロメータを湾曲したサジタルフォーカシング・モノクロメータがよく使用される。

点光源からでた光が、湾曲モノクロメータでブラッグ散乱を起こした後、焦点に集中する理想的な幾何学的配置をFig. 15に示す<sup>11)</sup>。この方法は、Berreman等によって考案された<sup>12)</sup>。ブラッグ散乱を起こす反射面は、2つの異なる曲率半径 $R_m$ と $R_s$ で、それぞれに湾曲される。 $R_m$ は、モノクロメータを散乱面内で、湾曲するときの曲率半径である（Jhannson型のモノクロメータでは、結晶を半径 $R_m$ に曲げて、さらに、その表面を半径 $R_m/2$ の円筒に研磨する）。 $R_s$ は、散乱面に垂直なサジタル面の曲率半径である。この幾何学的配置では、次の関係が成立する。

$$\tan \gamma = \{ (F_1 - F_2) / (F_1 + F_2) \} \tan \theta \quad (7)$$

$$R_m = F_1 / \sin (\theta + \gamma) = F_2 / \sin (\theta - \gamma) \quad (8)$$

$$R_s = F_1 \sin (\theta - \gamma) = F_2 \sin (\theta + \gamma) \quad (9)$$

ここで、 $F_1$ ,  $F_2$ は、光源点とモノクロメータ、モノクロメータと焦点のそれぞれの距離である。 $\gamma$ は散乱面内でモノクロメータの表面の法線と $R_s$ のなす角、 $\theta$ はブラッグ角である。SPring-8では、光源点とモノクロメータの距離 $F_1$ は約50 mと考えられるので、 $\theta$ ,  $\gamma$ が数度のとき(8)式より、 $R_m$ は100 m以上の大きな値になる。しかし、 $R_s$ は $R_m$ に比べ、極めて小さい半径になるので、2重に湾曲したモノクロメータは近似的にFig. 15に示す片方のみ湾曲した半径 $N (= R_s / \cos \gamma)$ の円筒型のモノクロメータに置き換えることができる。この円筒型に湾曲されたモノクロメータがサジタルフォーカシング・モノクロメータである。

Fig. 9～14を見ると、ダーウィン幅は、Si, Ge共に、モノクロメータへ入射する光のエネルギーが増加すると減少していることがわかる。100 keVになると、ダーウィン幅は、Si (111) で0.56 sec, Si (311) で0.22 sec, Si (333) で0.11 sec, Ge (111) で1.35 sec, Ge (311) で0.58 sec, Ge (333) で0.37 secになる。これらの値は、Si, Ge共に、10 keVでのダーウィン幅のほぼ1/10に減少している。この事から、エネルギー10 keVの領域でモノクロメータとしてよく使用されているSi (111) を例にとると、モノクロメータの回転最小ステップは、10 keVでは、0.1 sec程度であるのに比べ、100 keVになると0.01 sec以下にしなければならない。

#### 4. サジタルフォーカシング・モノクロメータ

SPring-8では、エネルギーが50～100 keVの光は、ベンディングマグネットやマルチポールウィグラーから放射される。これらの光は、水平面内（電子軌道面内）に2 mradの発散角（クロッチからの光の取り出し角）をもって放射される。発散しているこれらの光は光源点から80 m離れた地点で、横の広がり16 cmにもなる。この光を利用するX線実験では、試料位置で、数mmの広がりを使用するので、この発散している光を試料位置に集光する必要がある。一般に、集光素子として、X線ミラーがよく使用されている。しかし、20 keV以上のエネルギーでは、ミラー表面に入射する光の入射角があまりに小さくなるので、ミラーは、集光素子として使用できなくなる。ミラーに代わる集光素子として、モノクロメータを湾曲したサジタルフォーカシング・モノクロメータがよく使用される。

点光源からでた光が、湾曲モノクロメータでブラッグ散乱を起こした後、焦点に集中する理想的な幾何学的配置をFig. 15に示す<sup>11)</sup>。この方法は、Berreman等によって考案された<sup>12)</sup>。ブラッグ散乱を起こす反射面は、2つの異なる曲率半径 $R_m$ と $R_s$ で、それぞれに湾曲される。 $R_m$ は、モノクロメータを散乱面内で、湾曲するときの曲率半径である（Jhannson型のモノクロメータでは、結晶を半径 $R_m$ に曲げて、さらに、その表面を半径 $R_m/2$ の円筒に研磨する）。 $R_s$ は、散乱面に垂直なサジタル面の曲率半径である。この幾何学的配置では、次の関係が成立する。

$$\tan \gamma = \{ (F_1 - F_2) / (F_1 + F_2) \} \tan \theta \quad (7)$$

$$R_m = F_1 / \sin (\theta + \gamma) = F_2 / \sin (\theta - \gamma) \quad (8)$$

$$R_s = F_1 \sin (\theta - \gamma) = F_2 \sin (\theta + \gamma) \quad (9)$$

ここで、 $F_1$ ,  $F_2$ は、光源点とモノクロメータ、モノクロメータと焦点のそれぞれの距離である。 $\gamma$ は散乱面内でモノクロメータの表面の法線と $R_s$ のなす角、 $\theta$ はブラッグ角である。SPring-8では、光源点とモノクロメータの距離 $F_1$ は約50 mと考えられるので、 $\theta$ ,  $\gamma$ が数度のとき(8)式より、 $R_m$ は100 m以上の大きな値になる。しかし、 $R_s$ は $R_m$ に比べ、極めて小さい半径になるので、2重に湾曲したモノクロメータは近似的にFig. 15に示す片方のみ湾曲した半径 $N (= R_s / \cos \gamma)$ の円筒型のモノクロメータに置き換えることができる。この円筒型に湾曲されたモノクロメータがサジタルフォーカシング・モノクロメータである。

サジタルフォーカシング・モノクロメータの幾何学的配置を Fig. 16 に示す。 $\theta'$  は、光線の中心から  $\phi/2$  の角度ずれた光とモノクロメータのなす角である。サジタルフォーカシング・モノクロメータの幾何学的配置は、理想的な幾何学的位置を近似で置き換えているので、入射角  $\theta'$  は、ブラッグ角  $\theta$  からずれることになる。 $\theta' - \theta$  がダーウィン幅の中であれば、入射 X 線は、モノクロメータから散乱される。 $\phi$  と  $\theta'$  の関係は、次の式で与えられる。

$$\sin \theta' = \sin \theta \left\{ (1 + \alpha \tan^2 \phi/2) / (1 + \tan^2 \phi/2) \right\}^{1/2} \quad (10)$$

ここで、

$$\alpha = (2F_1/N \sin \theta) - (F_1/N)^2 \quad (11)$$

$$N = R_s / \cos \theta \quad (12)$$

である。(10) 式中の  $\alpha$  パラメータが 1 であると、 $\theta' = \theta$  となり、モノクロメータへの入射角は、常にブラッグ角に一致することが分かる。この条件を満足する幾何学的配置を  $\theta$  と  $\gamma$  の角が小さい条件で調べてみる。(9) 式、(11) 式および (12) 式から

$$\gamma \approx \theta/2$$

となり、この値を (9) 式に代入すると、

$$F_1 : F_2 \approx 3 : 1$$

となる。このことが、サジタルフォーカシング・モノクロメータを使用したとき、3 : 1 フォーカスにモノクロメータを設置せよと言われる理由である。

(10) 式を使って、10 keV, 50 keV, 100 keV の入射エネルギーをもつ光線の開き角  $\phi$  と入射角のブラッグ角からのずれ  $\theta' - \theta$  の関係を Si (111), Si (311), Si (333), Ge (111), Ge (311), Ge (333) についてそれぞれ調べた。SPring-8 では、光源点から 50 m 前後にモノクロメータが設置されると考えられるので、 $F_1$  を 50 m に固定した。集光位置として  $F_2$  が 16.0 m, 16.666 m (=  $F_1/3$ ), 17.0 m の値をとる 3 ヶ所を選択した。Si (111), Si (311), Si (333) については、Fig. 17 ~ 19 に Ge (111), Ge (311), Ge (333) については、Fig. 20 ~ 22 にそれぞれ示す。Fig. 17 ~ 22 より、入射光線の開き角  $\phi$  が大きくなると、入射角のブラッグ角からのずれ  $\theta' - \theta$  の角度は、大きくなることが分かる。X 線回折実験でよく使用されているエネルギー 10 keV において、開き角  $\phi$  をもつ光線の  $|\theta' - \theta|$  を  $F_2 = 16.666$  m (=  $F_1/3$ ) と  $F_2 = 17.0$  m の集光位置で比べると、 $F_2 = 16.666$  m (=  $F_1/3$ ) での  $|\theta' - \theta|$  が  $F_2 = 17.0$  m での値より常に大きくなっている。このことは、3 : 1 集光が必ずしもサジタルフォーカスの条件でなく、3 : 1 の集光点より少し下流の地点が最適な集光位置であることを表している。しかし、入射エネルギーが高くなると (50 ~ 100 keV), 3 : 1 の集光位置 ( $F_2 = 16.666$  m) での  $|\theta' - \theta|$  は、他の 2 ヶ所の集光位置 ( $F_2 = 16.0$  m, 17.0 m) での  $|\theta' - \theta|$  に比べ、 $\phi$  が大きくなっても、変化は小さく、しかも、その値は小さい。このことは、高エネルギーでサジタルフォーカシング・モノクロメータを使用するとき、3 : 1 集光を念頭において、ビームラインを建設しなければならないことを表している。

サジタルフォーカシング・モノクロメータの集光条件を Si (111) を例に取り、もう少し詳細に議論する。入射光線の開き角  $\phi$  が 2 mrad のときの、入射角のブラッグ角からのずれ  $\theta' - \theta$  は、10 keV のとき、Fig. 17 より

$$\begin{aligned}(\theta' - \theta)_{F_2 = 17.0\text{m}} &= -0.088 \text{ sec,} \\(\theta' - \theta)_{F_2 = 16.866\text{m}} &= -0.020 \text{ sec,} \\(\theta' - \theta)_{F_2 = 16.0\text{m}} &= +0.010 \text{ sec,}\end{aligned}$$

100 keV のとき、

$$\begin{aligned}(\theta' - \theta)_{F_2 = 17.0\text{m}} &= -0.67 \text{ sec,} \\(\theta' - \theta)_{F_2 = 16.866\text{m}} &= 0.0 \text{ sec,} \\(\theta' - \theta)_{F_2 = 16.0\text{m}} &= +0.30 \text{ sec,}\end{aligned}$$

となる。ここで、 $\theta' - \theta$  が  $\pm\omega/2$  ( $\omega$ : ダーウィン幅) の中にあれば、2 mrad に開いた光線は、全てモノクロメータによって散乱されることになる。3章で述べたように、Si (111) のダーウィン幅は、10 keV で 5.9 sec、100 keV で 0.56 sec である。3種類すべての光学配置に対し、10 keV での  $\theta' - \theta$  は、 $\pm 2.95$  sec の中に入るの、2 mrad に発散したすべての光線は、モノクロメータによって散乱される。しかし、100 keV になると、ダーウィン幅からの制約  $\pm 0.28$  sec になり、3:1 集光配置以外の幾何学的配置では、2 mrad での  $\theta' - \theta$  は、 $\pm 0.28$  sec の範囲外になる。このことは、2 mrad に発散した光線の一部しかモノクロメータによって散乱されないことを示す。 $F_2 = 16.0$  m の幾何学的配置では、1.3 mrad 以下の開き角  $\phi$  の光線のみが、 $F_2 = 17.0$  m の配置では、1.8 mrad 以下の開き角を持つ光線のみがモノクロメータによって散乱される。同じことが Si (311)、Si (333)、Ge (111)、Ge (311)、Ge (333) について言える。もしも、ビームラインの他の光学素子との関係上、どうしてもその最適な位置 (3:1 の集光配置) に、モノクロメータを設置できない場合、上記のことをよく考慮してビームラインを設計しなければならない。

## 5. ま と め

8 GeV 級大型放射光施設 (SPring-8) のストレージリングから放射される光の高エネルギーの特性を利用する研究が数多く計画されている。その中には、放射された高エネルギーの光を結晶モノクロメータで単色化したビームや、試料位置に光を集光したビームを利用する希望もある。それで、入射 X 線を単色化し、試料位置に X 線を集光させるサジタルフォーカシング・モノクロメータ、Si (111)、Si (311)、Si (333)、Ge (111)、Ge (311)、Ge (333) を高エネルギーで使用するときの問題点をまとめる。

モノクロメータによって回折される光の結晶面への入射角  $\theta$  は、対称反射のときブラッグ角によって与えられる。エネルギーの増加と共に入射角は減少し、100 keV になると 10 keV での

サジタルフォーカシング・モノクロメータの集光条件を Si (111) を例に取り、もう少し詳細に議論する。入射光線の開き角  $\phi$  が 2 mrad のときの、入射角のブラッグ角からのずれ  $\theta' - \theta$  は、10 keV のとき、Fig. 17 より

$$(\theta' - \theta)_{F_2=17.0\text{m}} = -0.088 \text{ sec},$$

$$(\theta' - \theta)_{F_2=16.666\text{m}} = -0.020 \text{ sec},$$

$$(\theta' - \theta)_{F_2=16.0\text{m}} = +0.010 \text{ sec},$$

100 keV のとき、

$$(\theta' - \theta)_{F_2=17.0\text{m}} = -0.67 \text{ sec},$$

$$(\theta' - \theta)_{F_2=16.666\text{m}} \approx 0.0 \text{ sec},$$

$$(\theta' - \theta)_{F_2=16.0\text{m}} = +0.30 \text{ sec},$$

となる。ここで、 $\theta' - \theta$  が  $\pm\omega/2$  ( $\omega$ : ダーウィン幅) の中にあれば、2 mrad に開いた光線は、全てモノクロメータによって散乱されることになる。3章で述べたように、Si (111) のダーウィン幅は、10 keV で 5.9 sec, 100 keV で 0.56 sec である。3種類すべての光学配置に対し、10 keV での  $\theta' - \theta$  は、 $\pm 2.95$  sec の中に入るので、2 mrad に発散したすべての光線は、モノクロメータによって散乱される。しかし、100 keV になると、ダーウィン幅からの制約  $\pm 0.28$  sec になり、3:1 集光配置以外の幾何学的配置では、2 mrad での  $\theta' - \theta$  は、 $\pm 0.28$  sec の範囲外になる。このことは、2 mrad に発散した光線の一部しかモノクロメータによって散乱されないことを示す。F<sub>2</sub> = 16.0 m の幾何学的配置では、1.3 mrad 以下の開き角  $\phi$  の光線のみが、F<sub>2</sub> = 17.0 m の配置では、1.8 mrad 以下の開き角を持つ光線のみがモノクロメータによって散乱される。同じことが Si (311), Si (333), Ge (111), Ge (311), Ge (333) について言える。もしも、ビームラインの他の光学素子との関係上、どうしてもその最適な位置 (3:1 の集光配置) に、モノクロメータを設置できない場合、上記のことをよく考慮してビームラインを設計しなければならない。

## 5. ま と め

8 GeV 級大型放射光施設 (SPring-8) のストレージリングから放射される光の高エネルギーの特性を利用する研究が数多く計画されている。その中には、放射された高エネルギーの光を結晶モノクロメータで単色化したビームや、試料位置に光を集光したビームを利用する希望もある。それで、入射 X 線を単色化し、試料位置に X 線を集光させるサジタルフォーカシング・モノクロメータ、Si (111), Si (311), Si (333), Ge (111), Ge (311), Ge (333) を高エネルギーで使用するときの問題点をまとめる。

モノクロメータによって回折される光の結晶面への入射角  $\theta$  は、対称反射のときブラッグ角によって与えられる。エネルギーの増加と共に入射角は減少し、100 keV になると 10 keV での



入射角の約  $1/10$  になる。たとえば、Si (111) モノクロメータへの入射角は、エネルギーが 10 keV では  $10.2^\circ$  であるが、100 keV になると  $1.2^\circ$  にまで小さくなる。しかし、入射角  $0.5^\circ \sim 0.6^\circ$  で X 線を結晶表面にすれすれに入射する結晶表面回折実験の手法を用いると、入射角  $1.2^\circ$  でモノクロメータをセッティングすることは難しいことではない。ところが、エネルギー可変の 2 結晶モノクロメータを高エネルギーで使用すると、次のことが生じる。Si (111) モノクロメータの 2 結晶間のギャップを 3 cm にすると、10 ~ 100 keV の領域の光を連続に取り出すには、モノクロメータをビームに平行に約 70 cm も移動しなければならない。2 結晶モノクロメータで 10 keV までの光を取り出すときの移動距離が 7.2 cm であること考えると、100 keV までの光を取り出すときの移動距離は、大変長くなり、2 結晶モノクロメータを製作するときの機械精度が問題となる。

入射角がブラッグ角を中心にダーウィン幅の中になるとき、入射 X 線は、モノクロメータによって回折されるので、モノクロメータの回転精度はダーウィン幅の広がりによって決める。ダーウィン幅は、Si, Ge 共に、入射する光のエネルギーが増加すると共に減少し、100 keV になると、10 keV でのダーウィン幅の約  $1/10$  になる。Si (111) を例にとると、モノクロメータの最小回転ステップは、10 keV では 0.1 sec 程度であるが、100 keV になると 0.01 sec 以下にしなければならない。

高エネルギーの発散しているビームは、モノクロメータを湾曲したサジタルフォーカシング・モノクロメータによって、試料位置に集光される。サジタルフォーカシング・モノクロメータの幾何学的配置は、理想的な幾何学的配置を近似で置き換えているので、入射角  $\theta'$  は、ブラッグ角  $\theta$  からはずれることになる。しかし、 $\theta' - \theta$  がダーウィン幅の範囲内であれば、入射 X 線はモノクロメータから散乱される。光源点とモノクロメータの距離を 50 m の場合、モノクロメータと集光配置を 16.0 m, 16.666 m (3 : 1 集光配置), 17.0 m とした 3 種類の幾何学配置について、入射ビームの開き角  $\phi$  と  $\theta' - \theta$  の関係を調べた。一般に、 $\phi$  が大きくなると、 $\theta' - \theta$  は、大きくなる。3 : 1 集光配置以外の光学配置では、開き角  $\phi$  をもつ光は、入射エネルギーの増加と共に、 $\theta' - \theta$  が大きくなる。ダーウィン幅がエネルギーの増加と共に減少することを考慮にいと、2 mrad に発散した光線を 10 keV ではすべて集光できるが、100 keV になると、発散した光線の一部しか集光できない光学配置がある。したがって、他の光学素子との関係上、どうしてもその最適な位置 (3 : 1 集光配置) にモノクロメータを設置できないビームラインでは、サジタルフォーカシング・モノクロメータで集光できるビームの開き角をこの論文に記述された方法で求めておかなければならない。

## 参 考 文 献

- 1) 日本放射光学会, "次世代大型高輝度放射光施設計画に関する調査報告書", 日本放射光学会誌, 3, 206-256 (1990)
- 2) B.E. Warren, "X-ray Diffraction", Addison-Wesley Reading Mass. (1969).
- 3) W.C. Marra, P. Eisenberger and A.Y. Cho, J. Appl. Phys. 50, 6927 (1979).
- 4) B.W. Batterman, "Dynamical Diffraction of X-ray by perfect Crystals", Rev. Mod. Phys. 36, 681-717 (1964).
- 5) T. Matsushita and H. Hashizume, "X-ray monochromators", in Handbook on Synchrotron Radiation 1, edited by E.E. Koch, North-holland Publishing Company 261-314 (1983).
- 6) A. Iida and K. Kohra, Phys. Stat. Sol. (a) 51, 533 (1979).
- 7) S.R. Andrews and R.A. Cowley, J. Phys. C18, 6427 (1985).
- 8) Y. Kashihara, Surf. Sci. 232, 417 (1990).
- 9) "International table for X-ray crystallography IV", Kynoch Press, Birmingham, 71-147 (1974).
- 10) S. Sasaki, "Numerical Tables of Anomalous Scattering Factors Calculated by the Cromer and Liberman's method", KEK-Report 88-14 (1989).
- 11) C.J. Sparks, B.S. Borie and J.B. Hastings, Nucl. Instr. and Meth. 172, 237-242 (1980).
- 12) D.W. Berreman, J. Stamatoff and S.J. Kennedy, Appl. Opt. 16, 2081, (1977).

Table 1 Coefficients for Analytical Approximation  
to the Scattering Factors of Si and Ge.

	Si	Ge
$a_1$	6.29150	16.0816
$b_1$	2.43860	2.85090
$a_2$	3.03530	6.3470
$b_2$	32.3337	0.251600
$a_3$	1.98910	3.70680
$b_3$	0.678500	11.4468
$a_4$	1.54100	3.6830
$b_4$	81.6937	54.7625
$c$	1.14070	2.13130

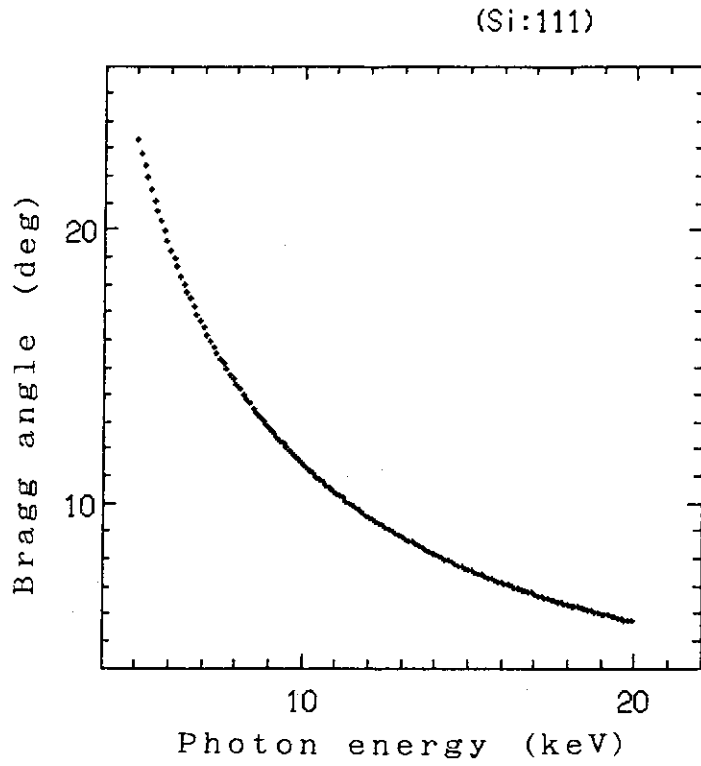


Fig. 1(a) Bragg angle of Si(111) as a function of photon energy.

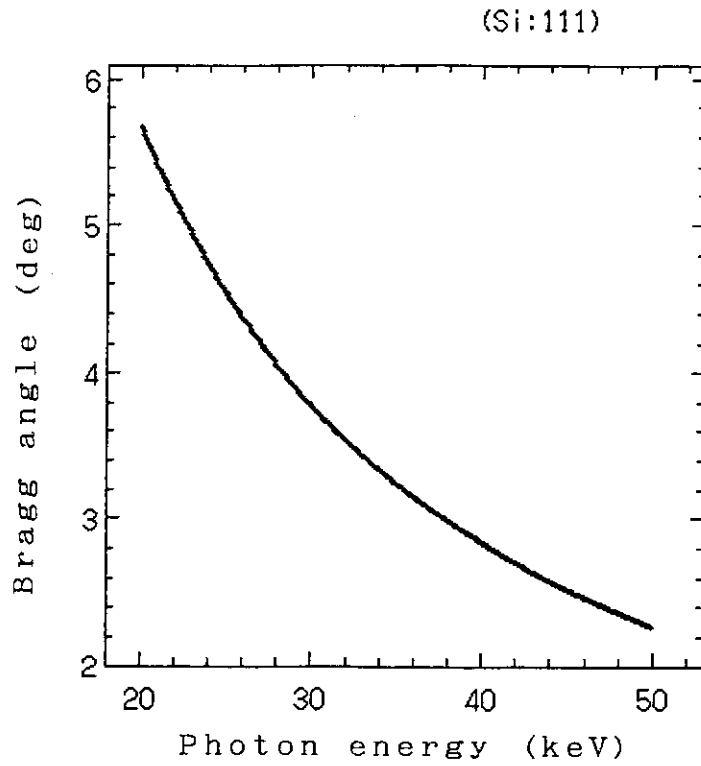


Fig. 1(b) Bragg angle of Si(111) as a function of photon energy.  
(continued)

(Si:111)

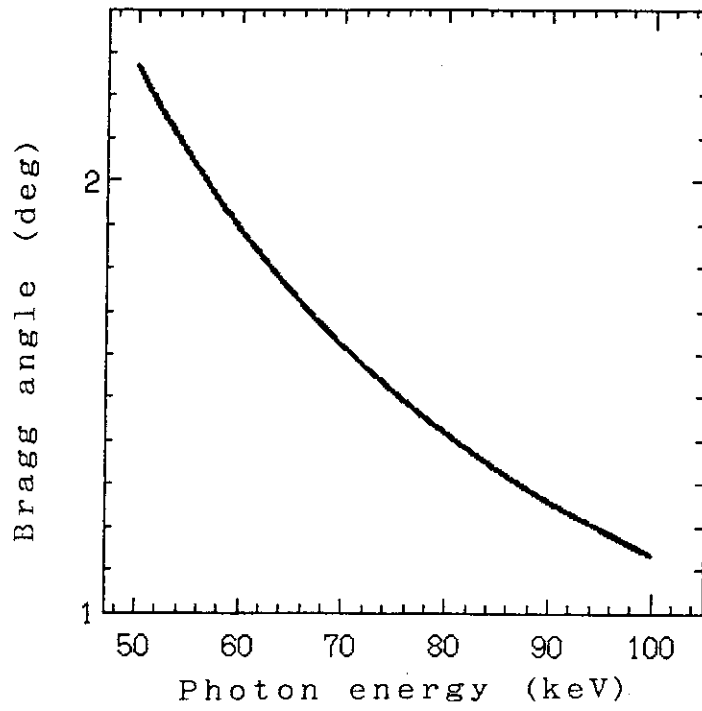


Fig. 1(c) Bragg angle of Si(111) as a function of photon energy.  
(continued)

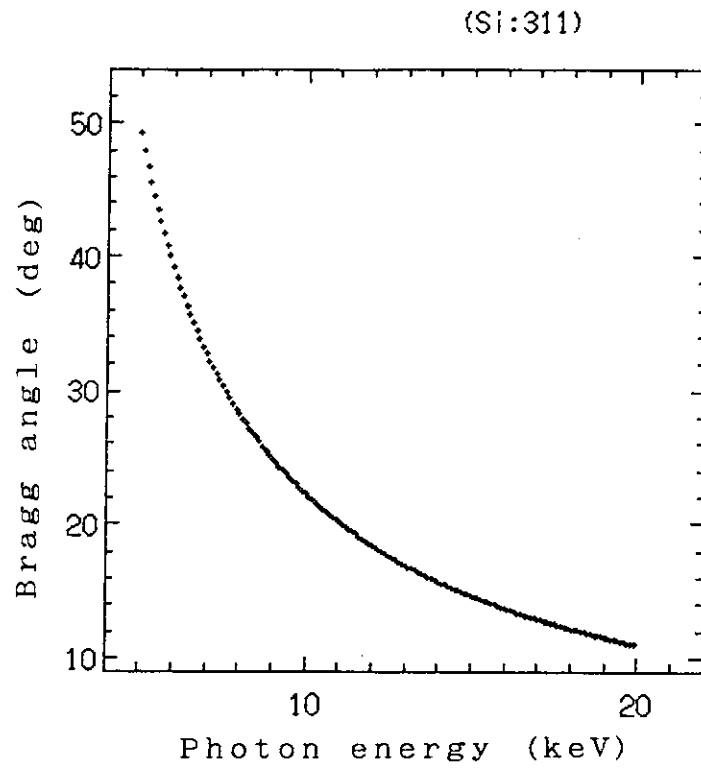


Fig. 2(a) Bragg angle of Si(311) as a function of photon energy.

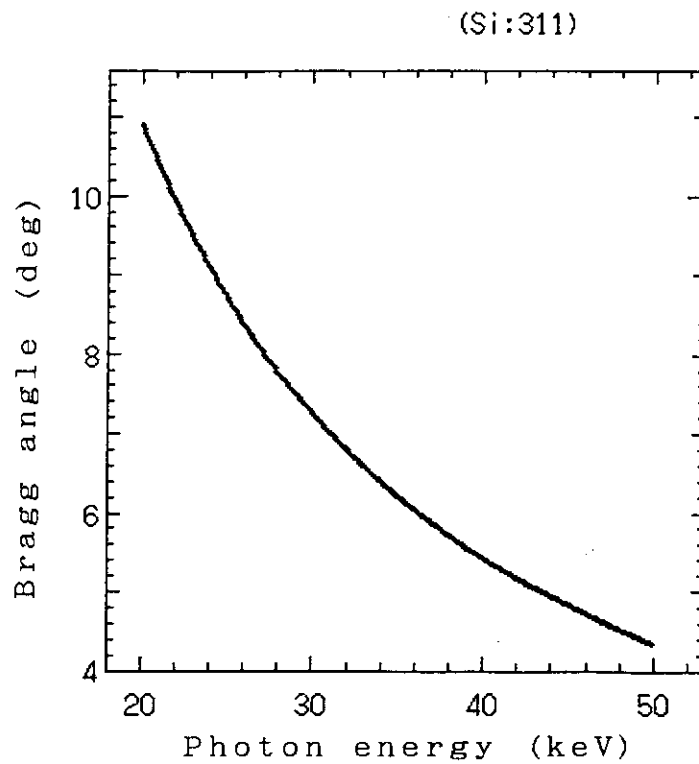


Fig. 2(b) Bragg angle of Si(311) as a function of photon energy.  
(continued)

(Si:311)

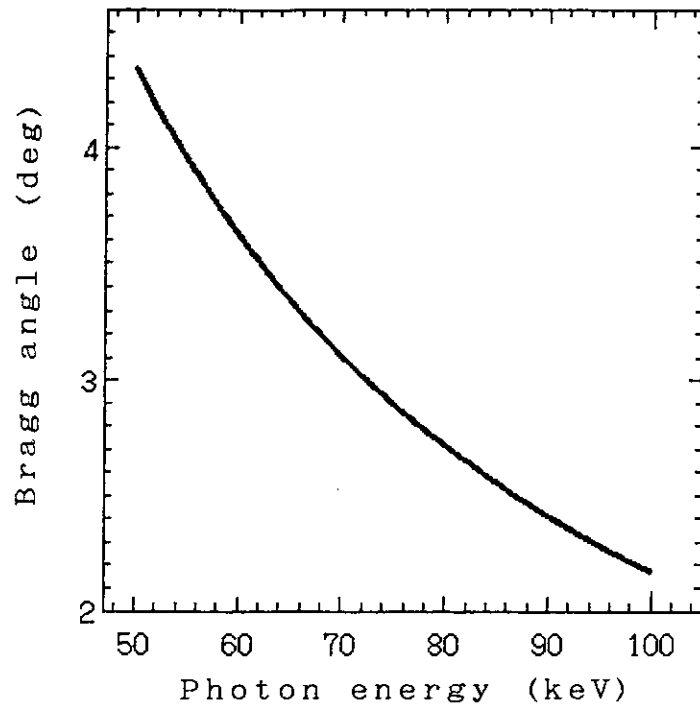


Fig. 2(c) Bragg angle of Si(311) as a function of photon energy.  
(continued)

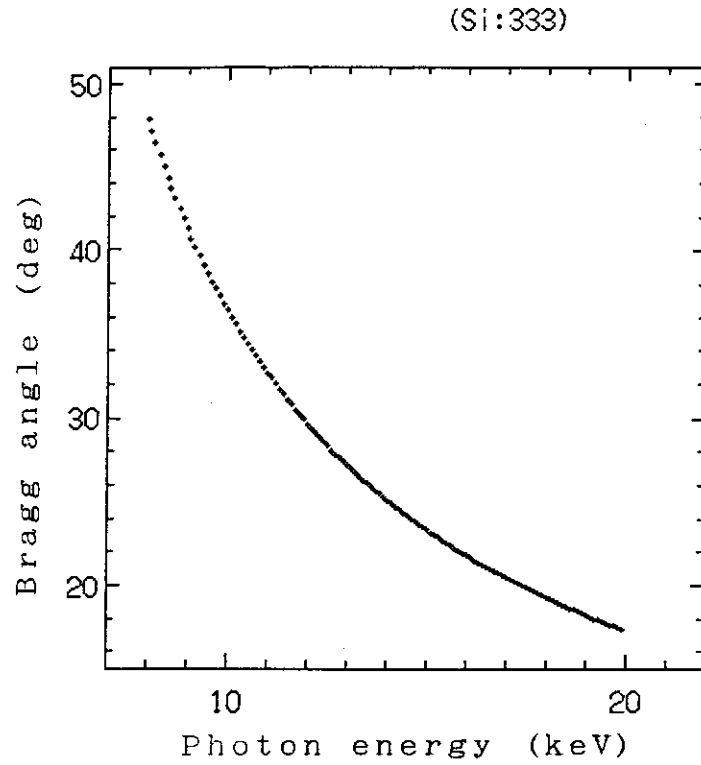


Fig. 3(a) Bragg angle of Si(333) as a function of photon energy.

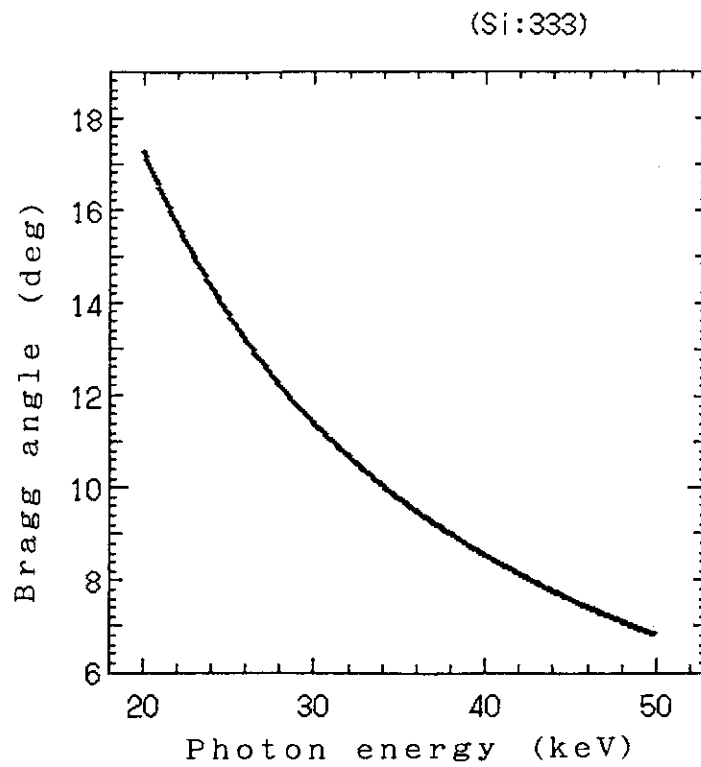


Fig. 3(b) Bragg angle of Si(333) as a function of photon energy.  
(continued)



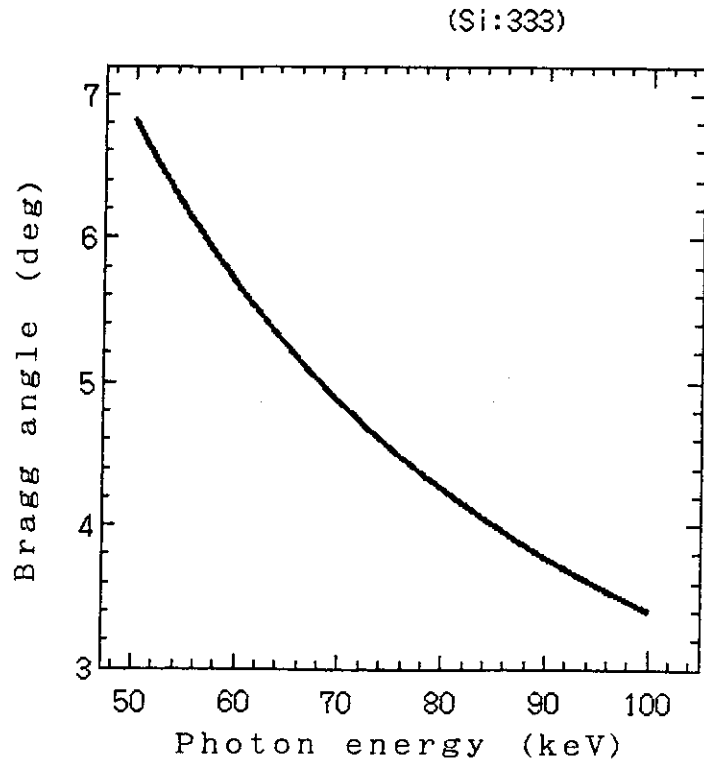


Fig. 3(c) Bragg angle of Si(333) as a function of photon energy.  
(continued)

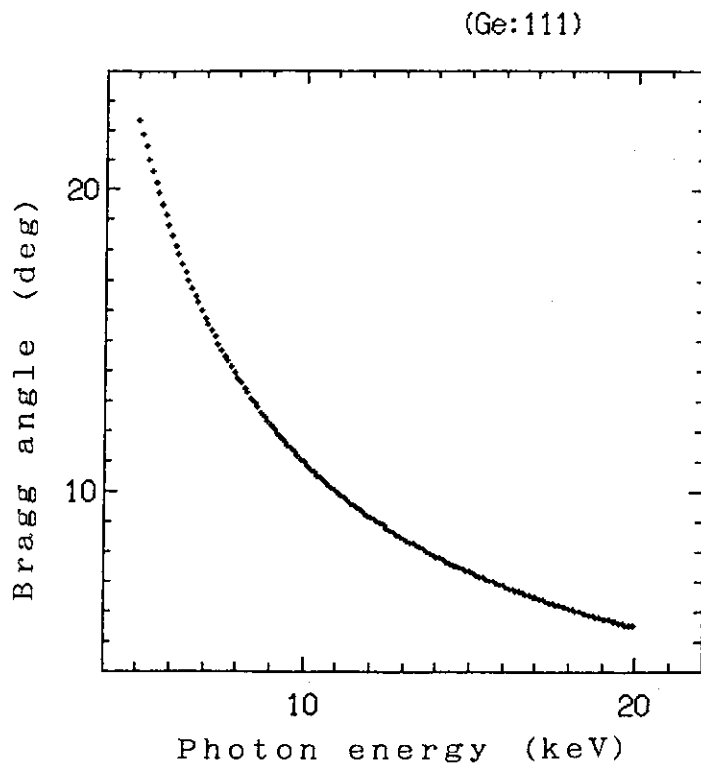


Fig. 4(a) Bragg angle of Ge(111) as a function of photon energy.

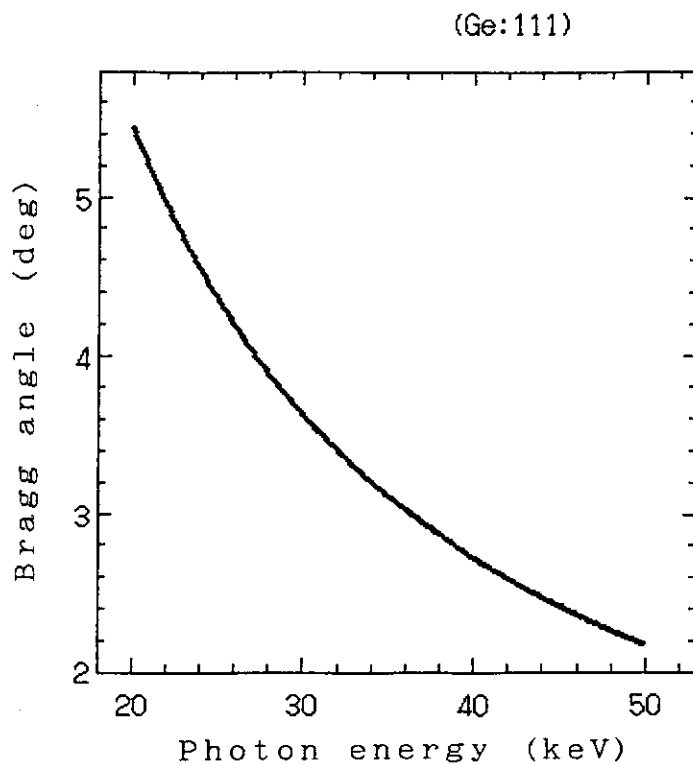


Fig. 4(b) Bragg angle of Ge(111) as a function of photon energy.  
(continued)

(Ge:111)

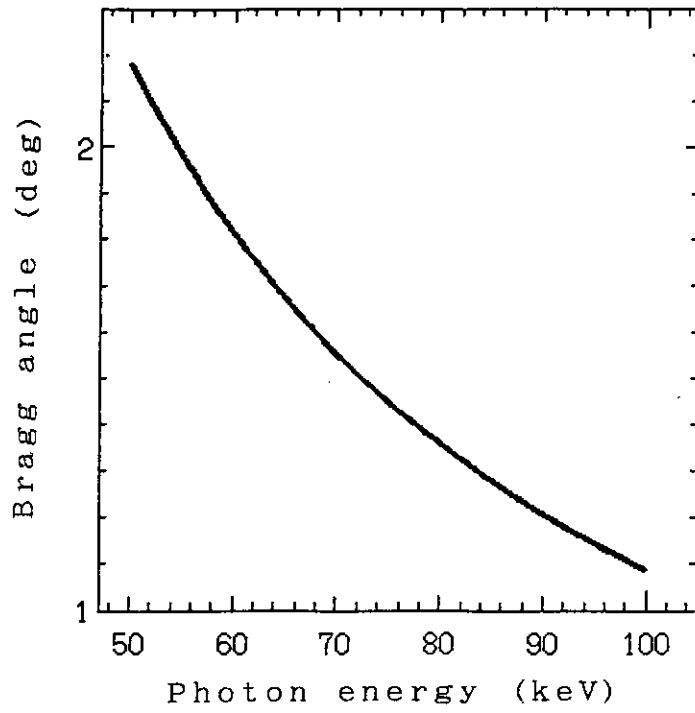


Fig. 4(c) Bragg angle of Ge(111) as a function of photon energy.  
(continued)

(Ge:311)

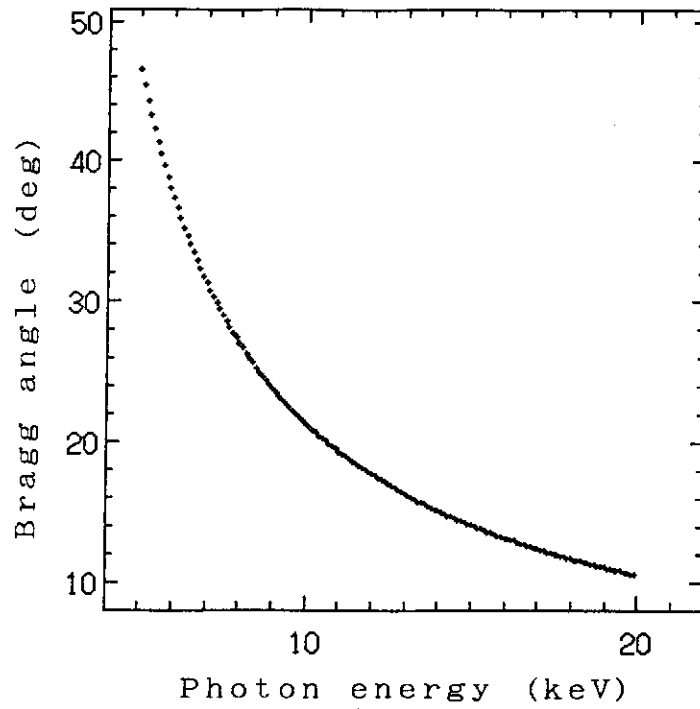


Fig. 5(a) Bragg angle of Ge(311) as a function of photon energy.

(Ge:311)

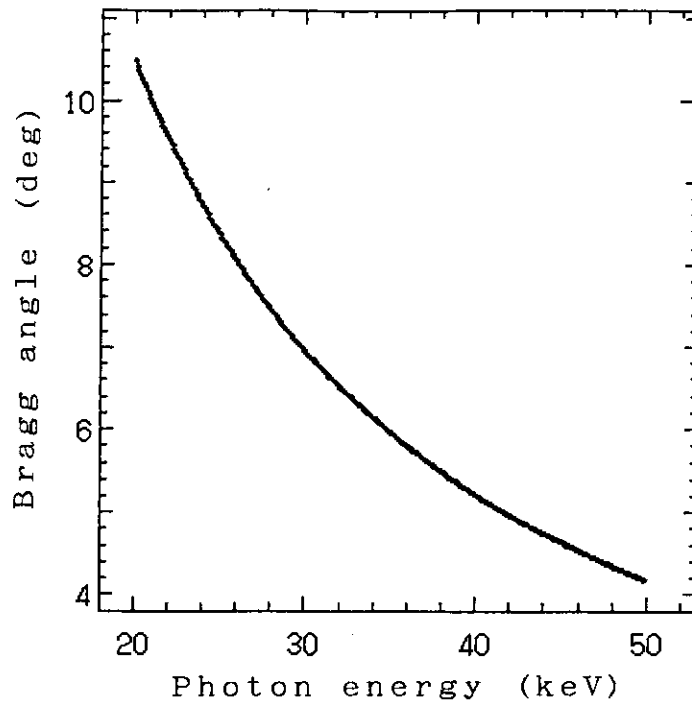


Fig. 5(b) Bragg angle of Ge(311) as a function of photon energy.  
(continued)

(Ge:311)

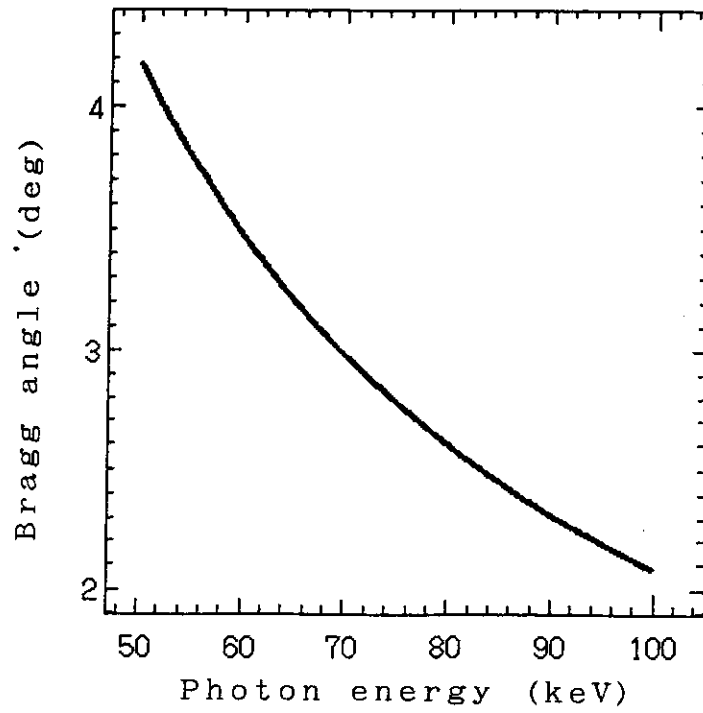


Fig. 5(c) Bragg angle of Ge(311) as a function of photon energy.  
(continued)

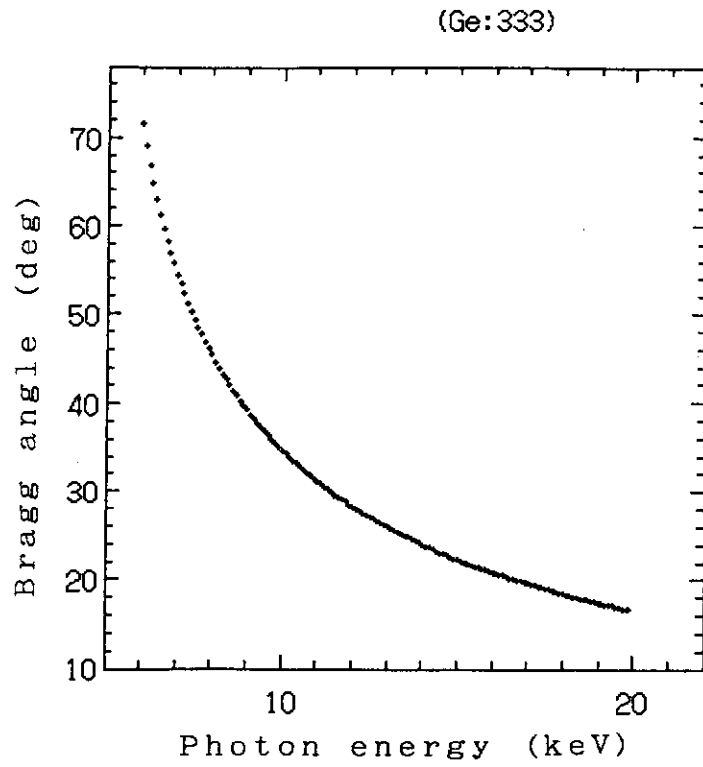


Fig. 6(a) Bragg angle of Ge(333) as a function of photon energy.

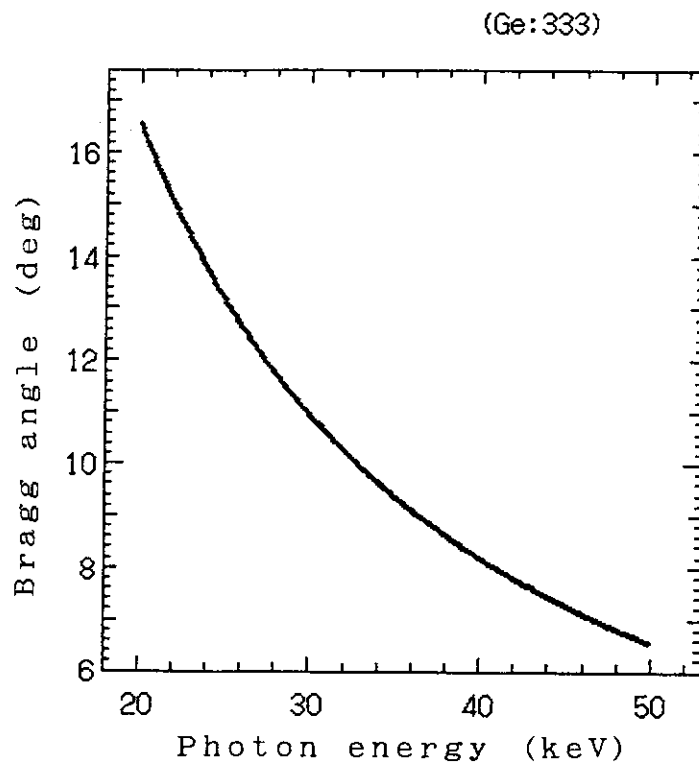


Fig. 6(b) Bragg angle of Ge(333) as a function of photon energy.  
(continued)

(Ge:333)

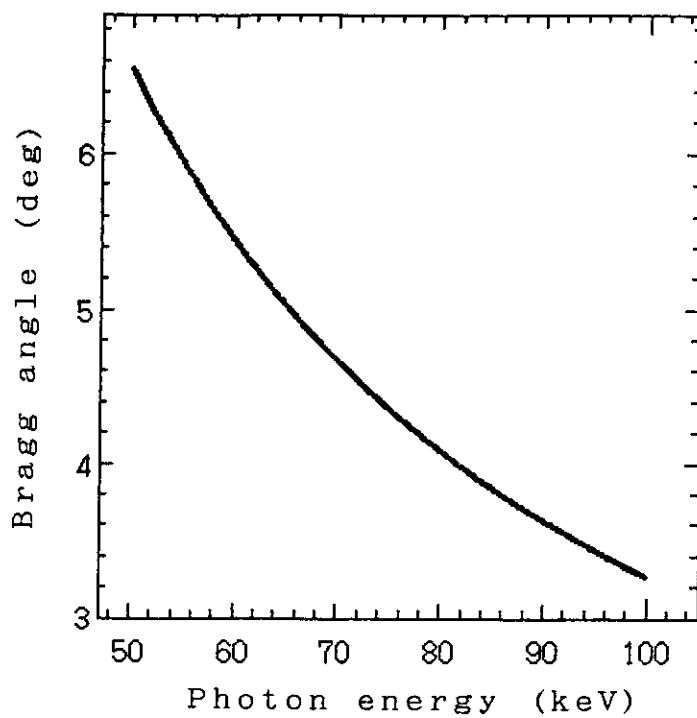


Fig. 6(c) Bragg angle of Ge(333) as a function of photon energy.  
(continued)

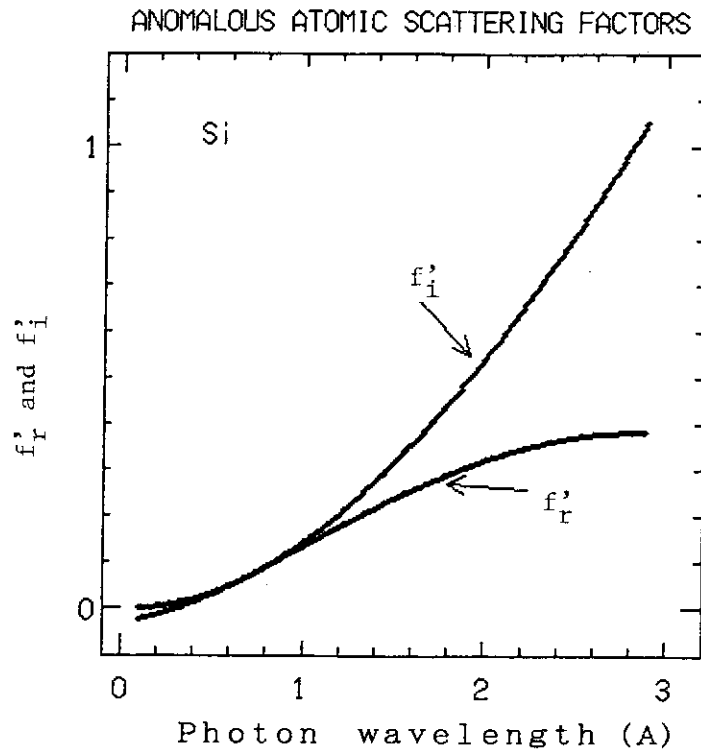


Fig. 7 Real and imaginary parts of anomalous scattering factors of Si as a function of photon wavelength.

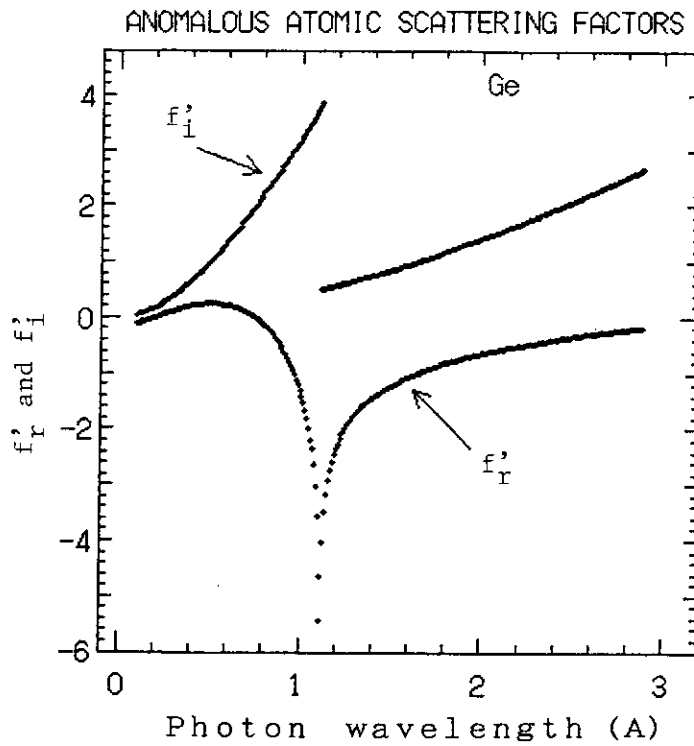


Fig. 8 Real and imaginary parts of anomalous scattering factors of Ge as a function of photon wavelength.



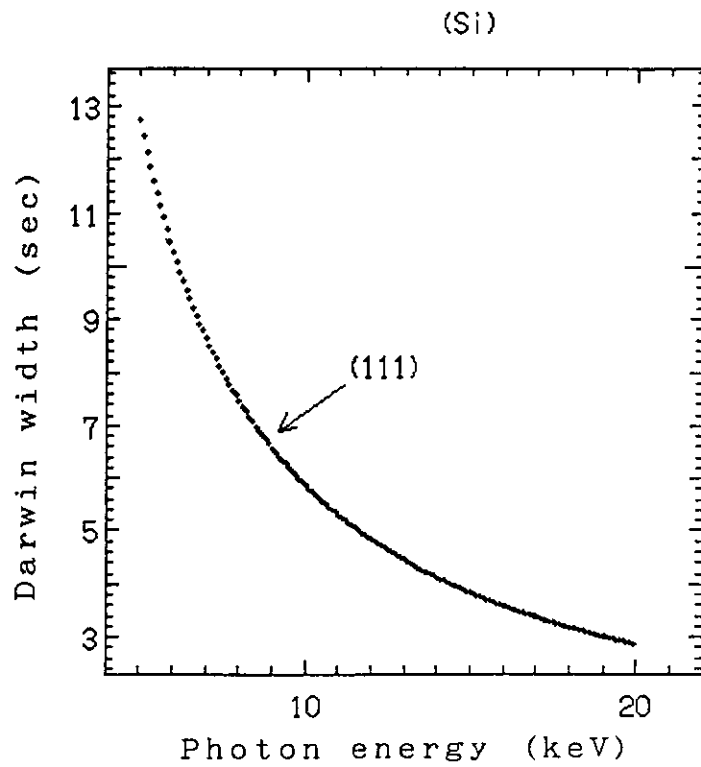


Fig. 9(a) Darwin width of Si(111) as a function of photon energy.

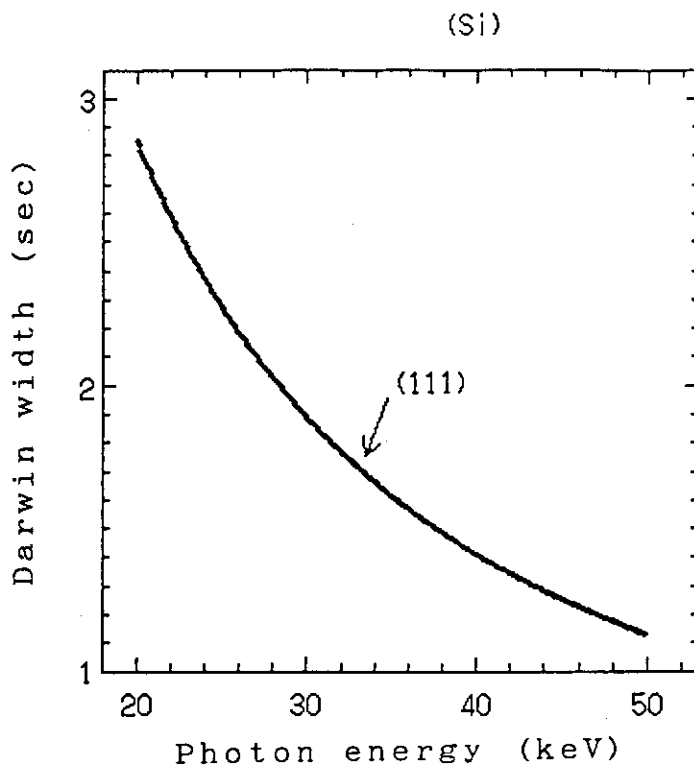


Fig. 9(b) Darwin width of Si(111) as a function of photon energy.  
(continued)

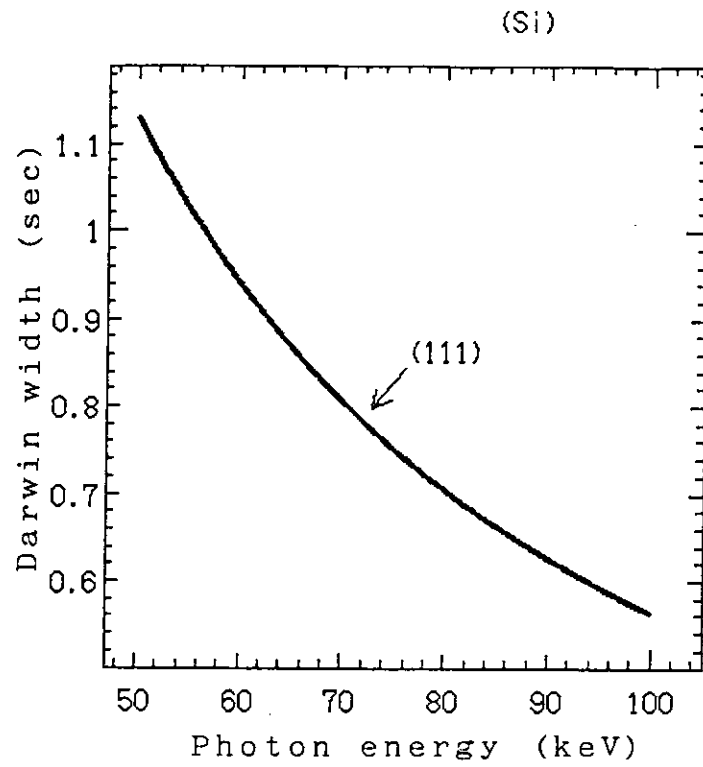


Fig. 9(c) Darwin width of Si(111) as a function of photon energy.  
(continued)

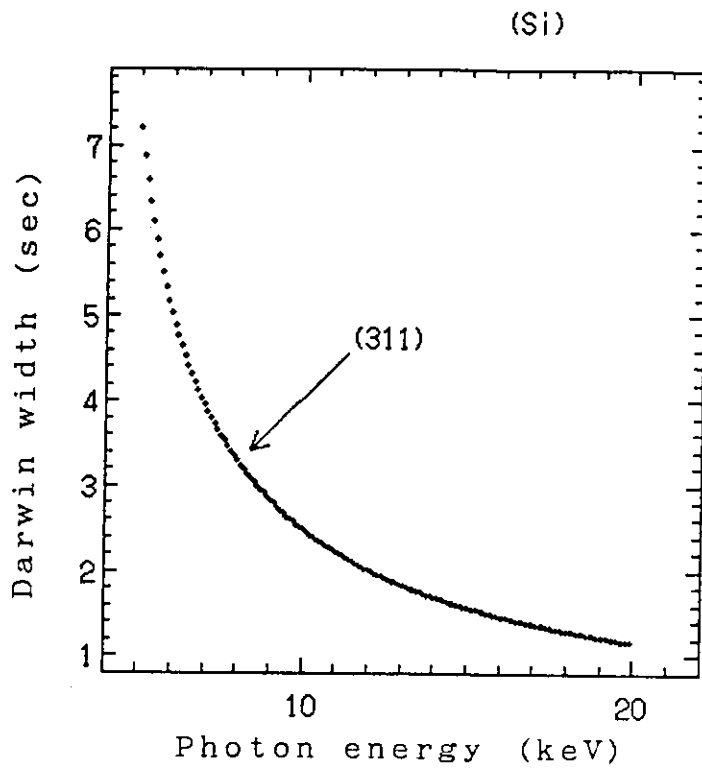


Fig. 10(a) Darwin width of Si(311) as a function of photon energy.

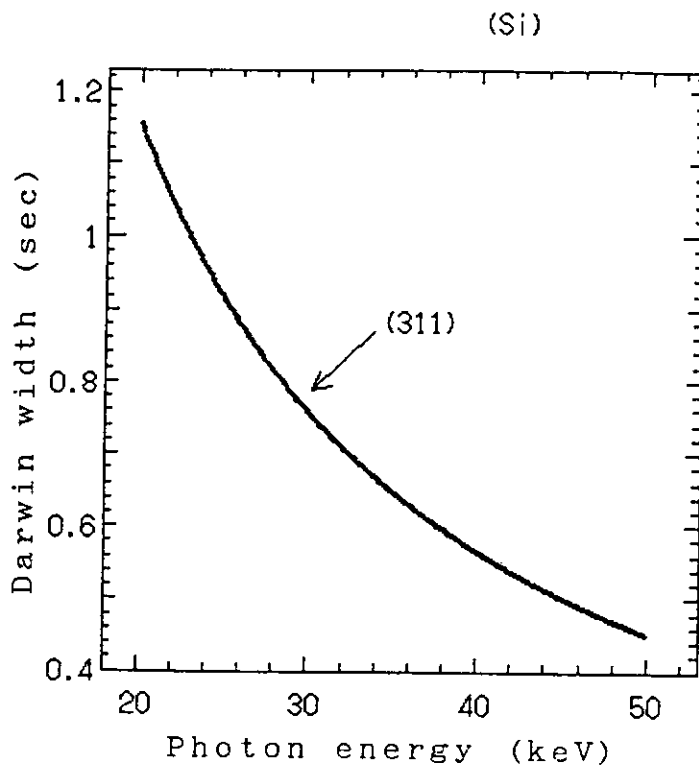


Fig. 10(b) Darwin width of Si(311) as a function of photon energy.  
(continued)

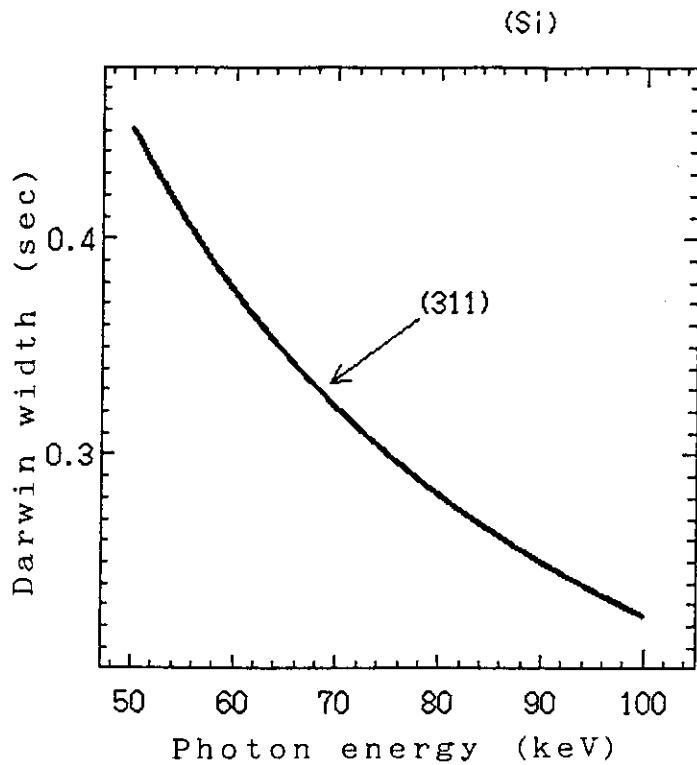


Fig. 10(c) Darwin width of Si(311) as a function of photon energy.  
(continued)

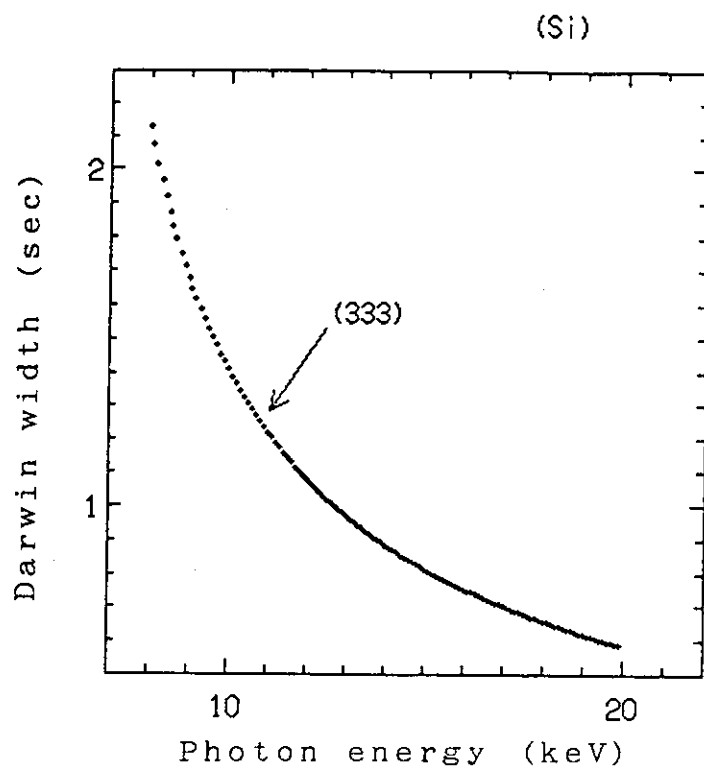


Fig. 11(a) Darwin width of Si(333) as a function of photon energy.

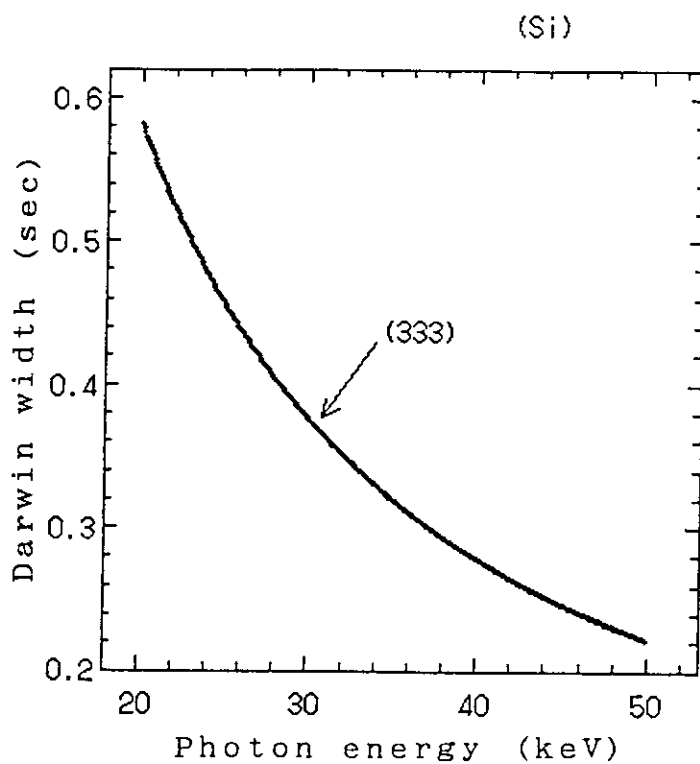


Fig. 11(b) Darwin width of Si(333) as a function of photon energy.  
(continued)

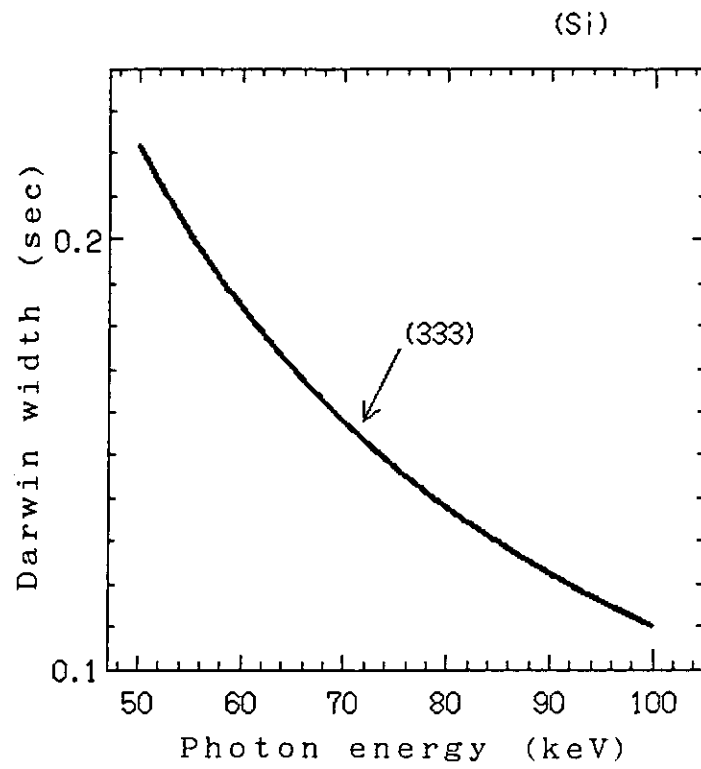


Fig. 11(c) Darwin width of Si(333) as a function of photon energy.  
(continued)

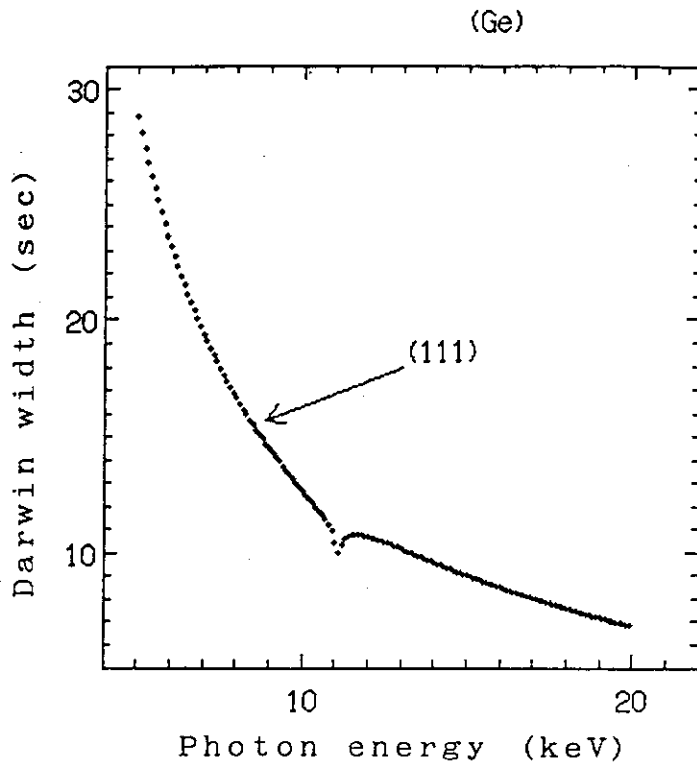


Fig. 12(a) Darwin width of Ge(111) as a function of photon energy.

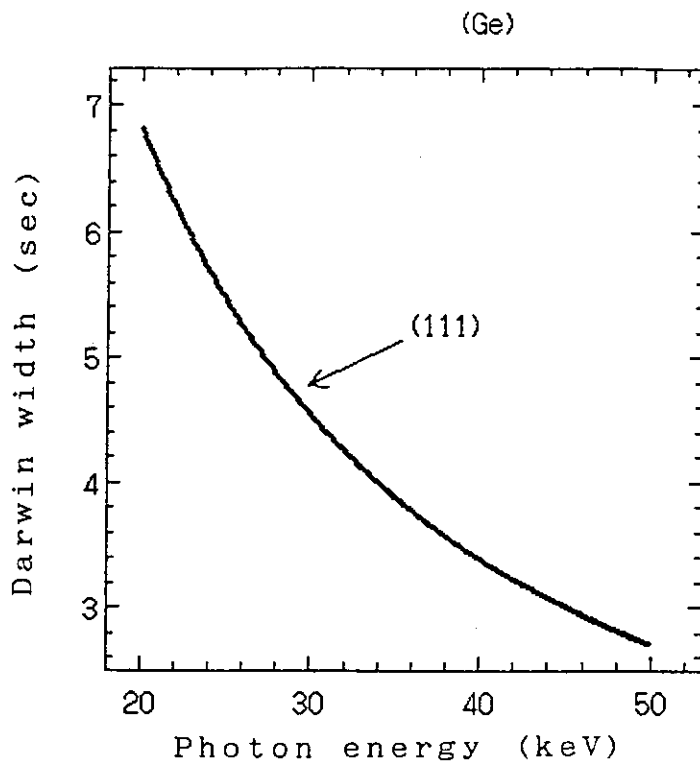


Fig. 12(b) Darwin width of Ge(111) as a function of photon energy.  
(continued)

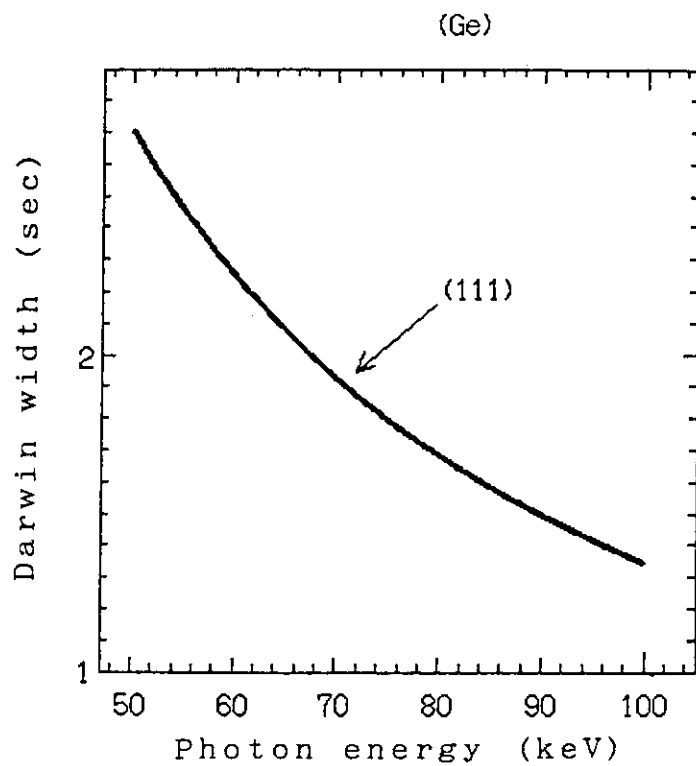


Fig. 12(c) Darwin width of Ge(111) as a function of photon energy.  
(continued)



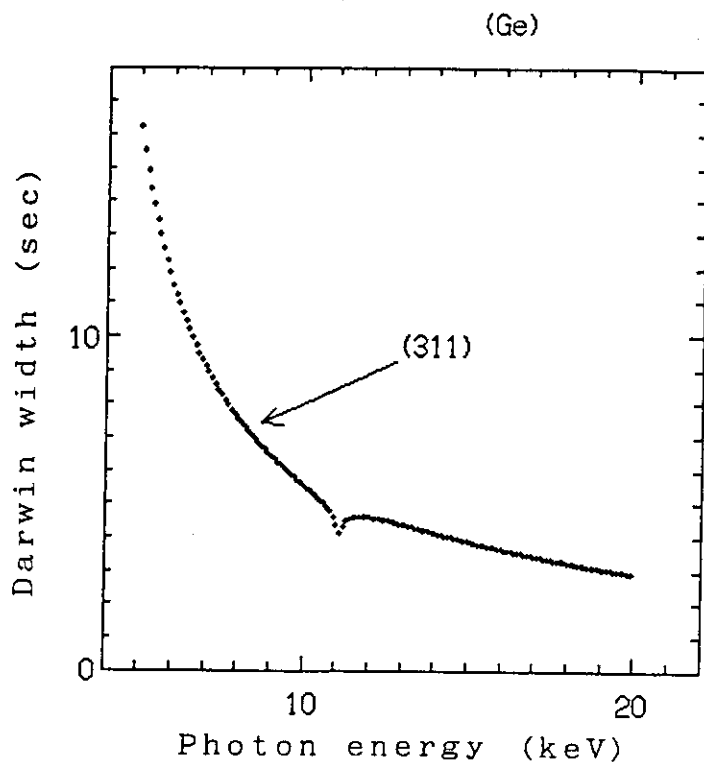


Fig. 13(a) Darwin width of Ge(311) as a function of photon energy.

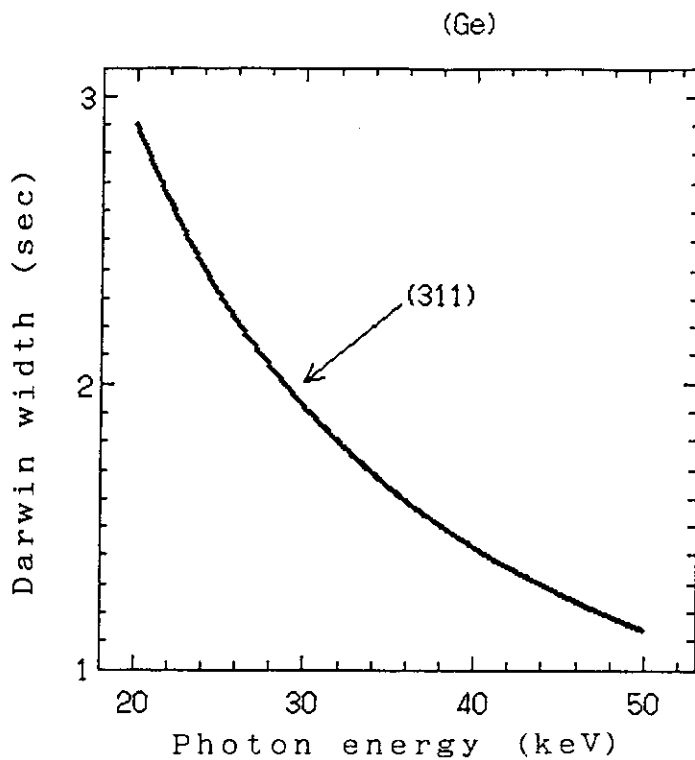


Fig. 13(b) Darwin width of Ge(311) as a function of photon energy.  
(continued)

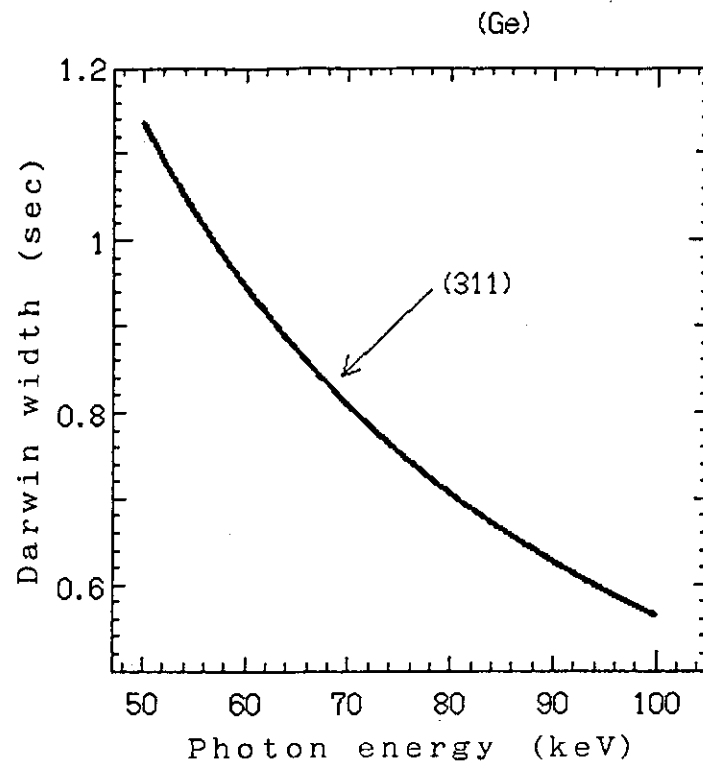


Fig. 13(c) Darwin width of Ge(311) as a function of photon energy.  
(continued)

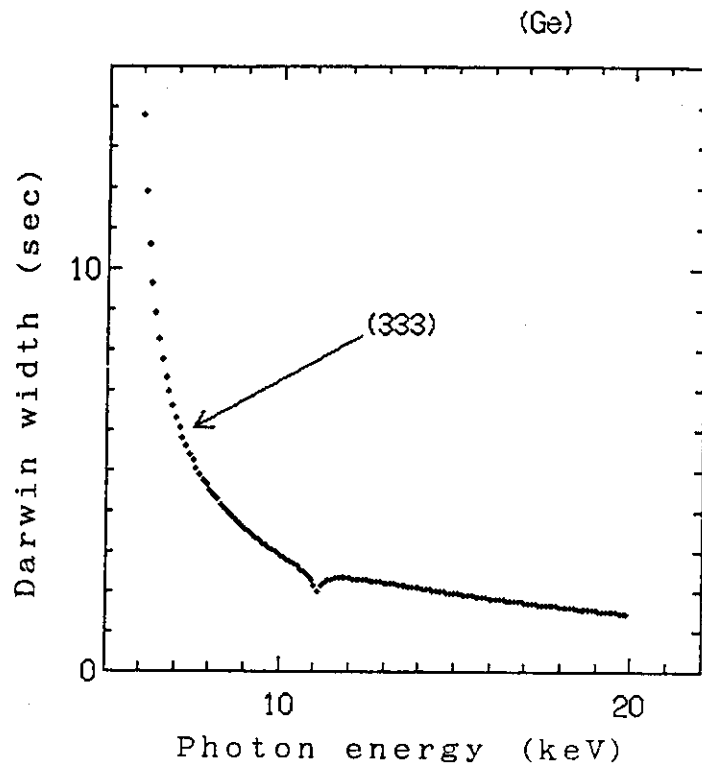


Fig. 14(a) Darwin width of Ge(333) as a function of photon energy.

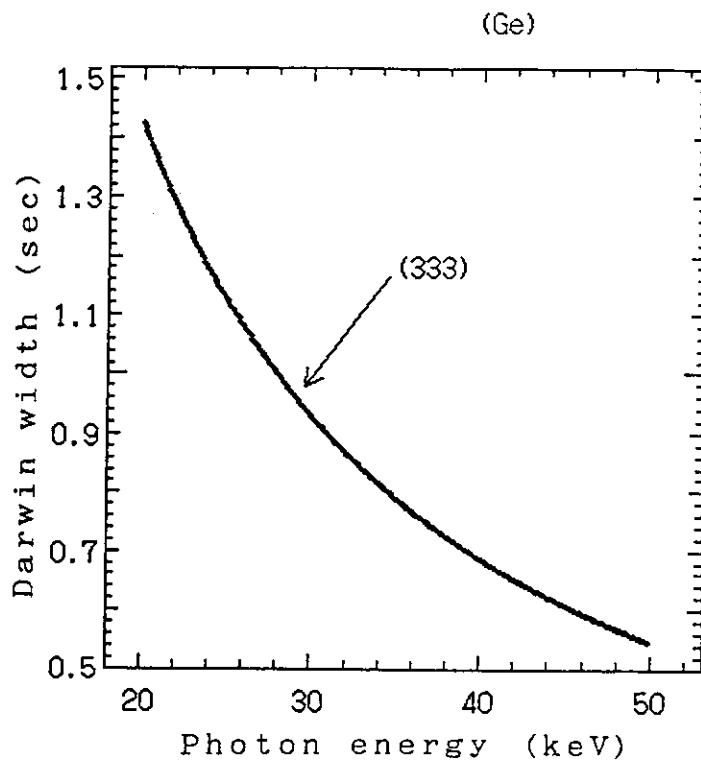


Fig. 14(b) Darwin width of Ge(333) as a function of photon energy.  
(continued)

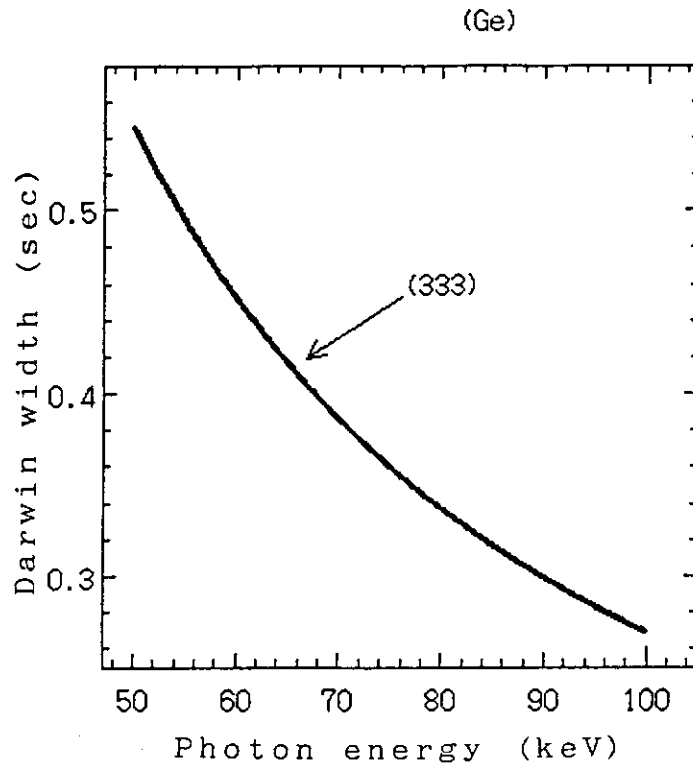


Fig. 14(c) Darwin width of Ge(333) as a function of photon energy.  
(continued)

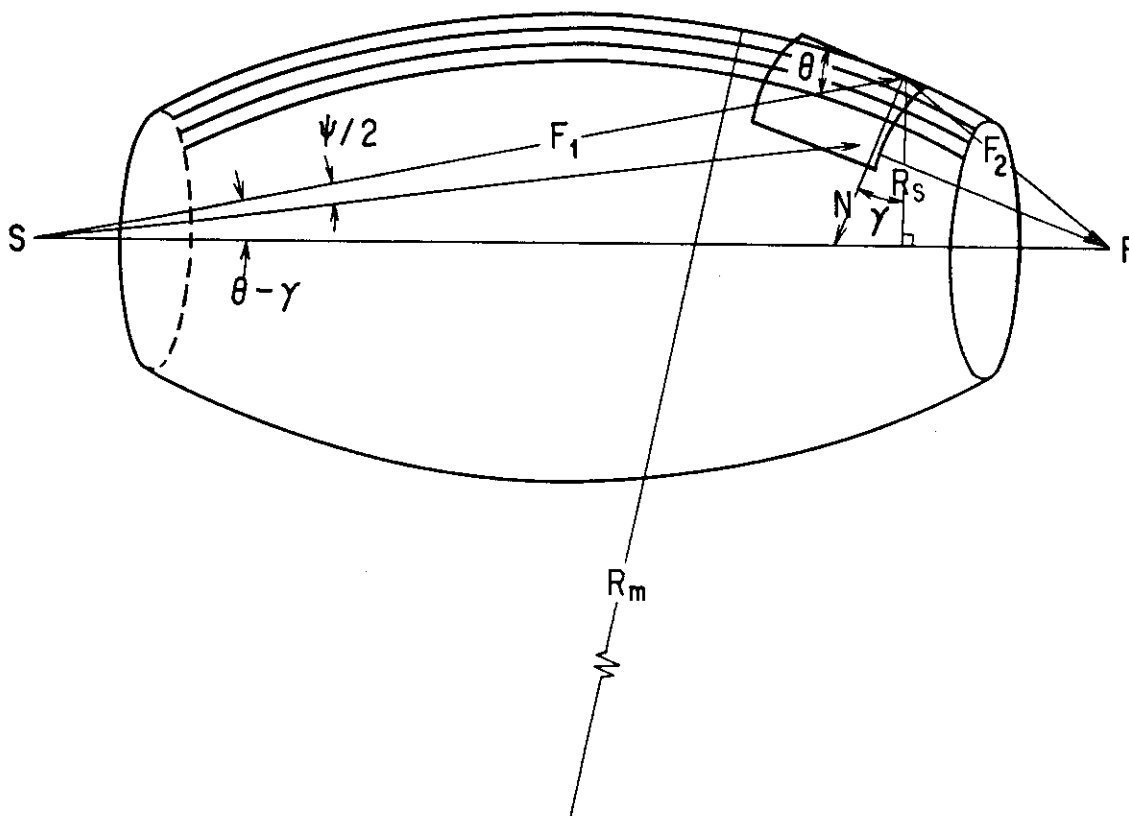


Fig. 15 Geometry of a double curved monochromator for ideal focusing of photon. A singly curved monochromator which is called a sagittal focusing one is made with a cylindrical bend to the radius  $N$ .  $\theta$ : Bragg angle of the monochromator,  $F_1$ : distance between a source point and the monochromator,  $F_2$ : distance between the monochromator and focusing point,  $\psi$ : divergent angle of a incident beam,  $R_m$ : bending radial in the scattering plane,  $R_s$ : bending radii in the asgittal plane perpendicular to the scattering plane.

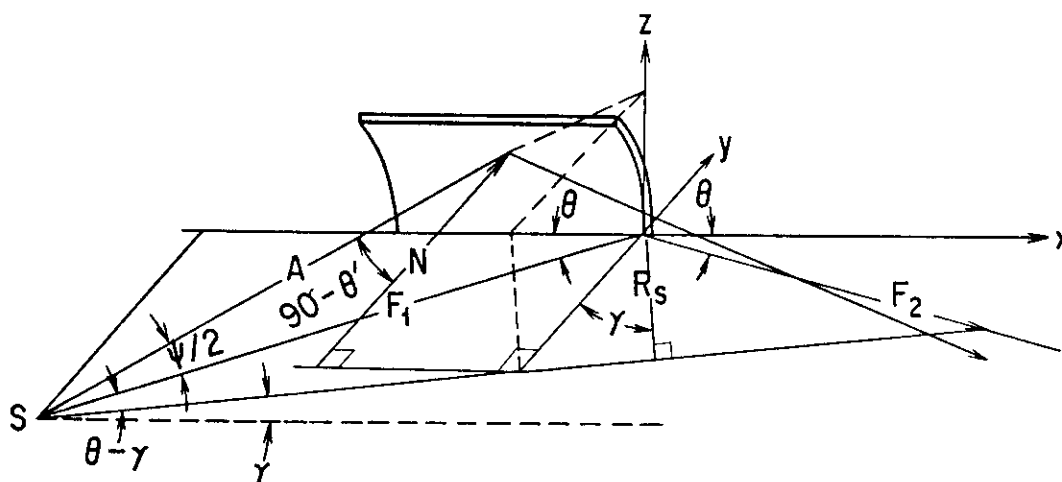


Fig. 16 Geometry of the sagittal focusing monochromator.  $\theta'$ : an angle between a divergent incident beam and the crystal surface.

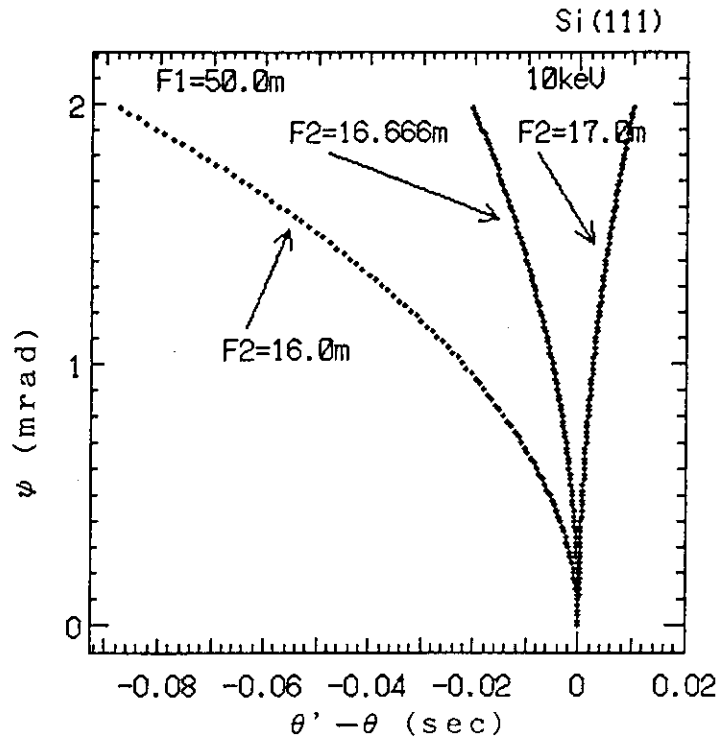


Fig. 17(a)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Si(111) at photon energy of 10keV. F1: distance between a source point and the monochromator, F2: distance between the monochromator and focusing point.

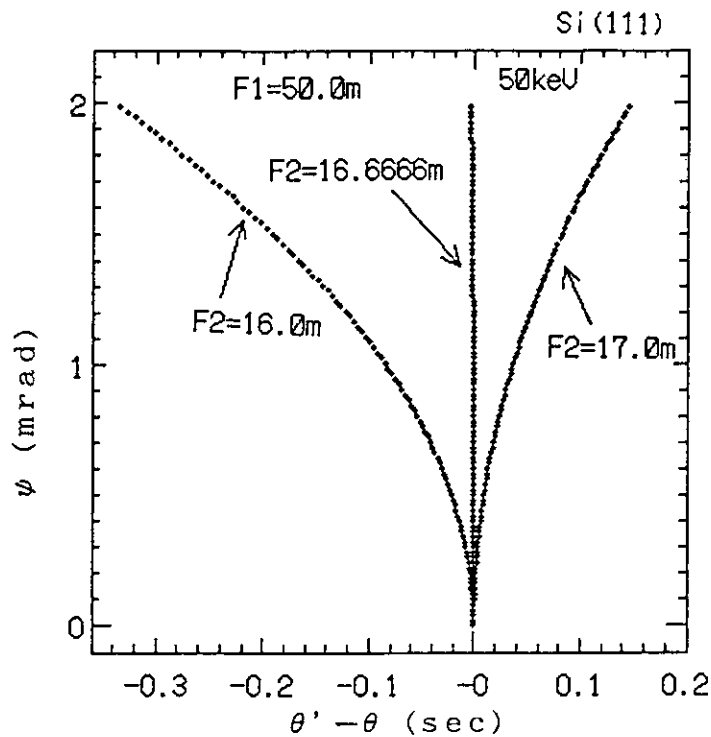


Fig. 17(b)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Si(111) at photon energy of 50keV. F1: distance between a source point and the monochromator, F2: distance between the monochromator and focusing point.

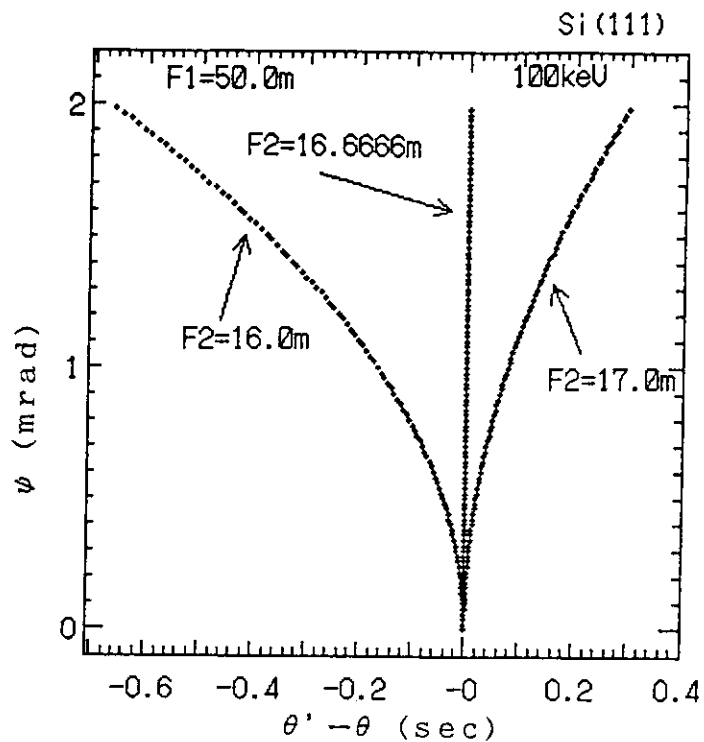


Fig. 17(c)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Si(111) at photon energy of 100keV.  
 F1: distance between a source point and the monochromator,  
 F2: distance between the monochromator and focusing point.

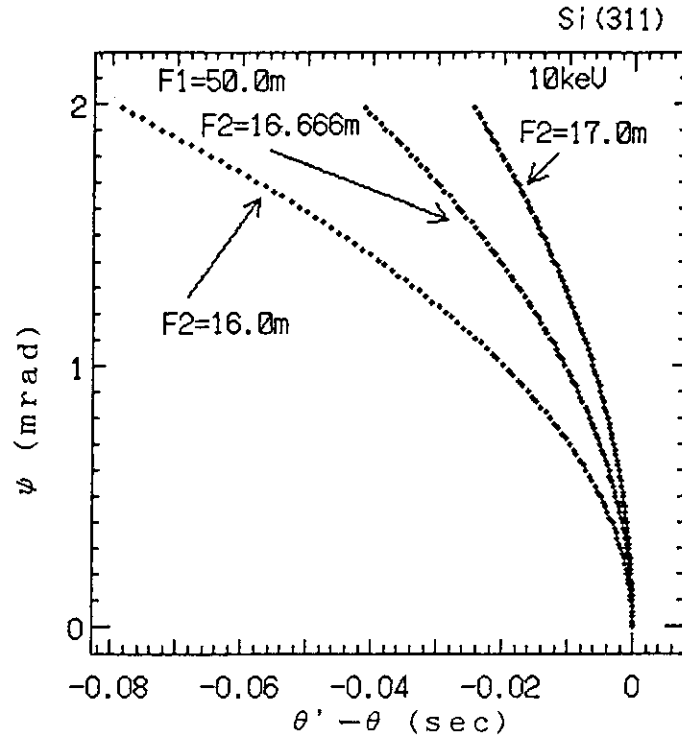


Fig. 18(a)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Si(311) at photon energy of 10keV. F1: distance between a source point and the monochromator, F2: distance between the monochromator and focusing point.

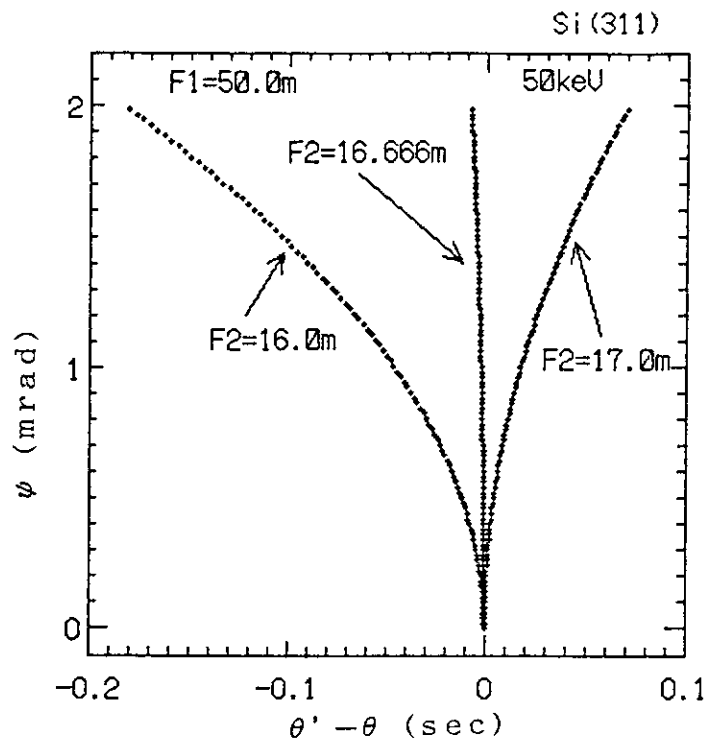


Fig. 18(b)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Si(311) at photon energy of 50keV. F1: distance between a source point and the monochromator, F2: distance between the monochromator and focusing point.



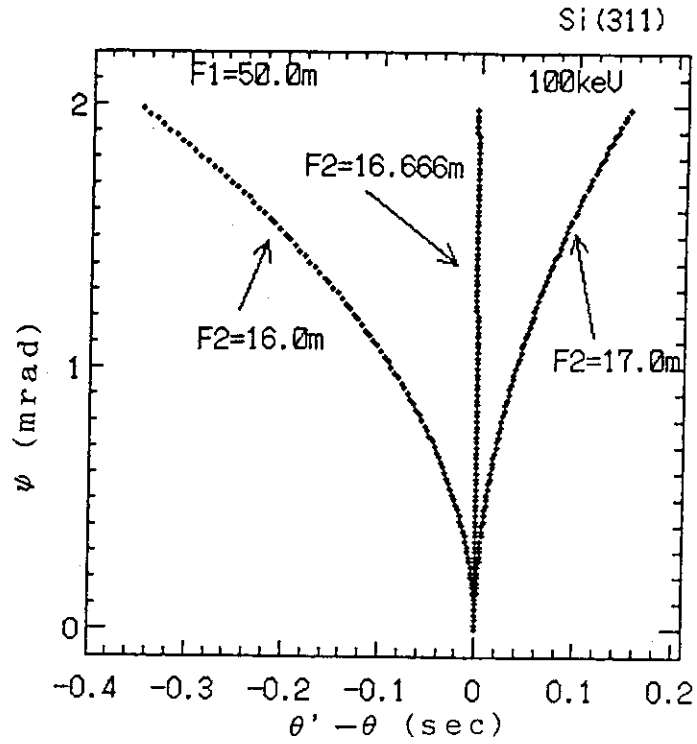


Fig. 18(c)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Si(311) at photon energy of 100keV.  
 F1: distance between a source point and the monochromator,  
 F2: distance between the monochromator and focusing point.

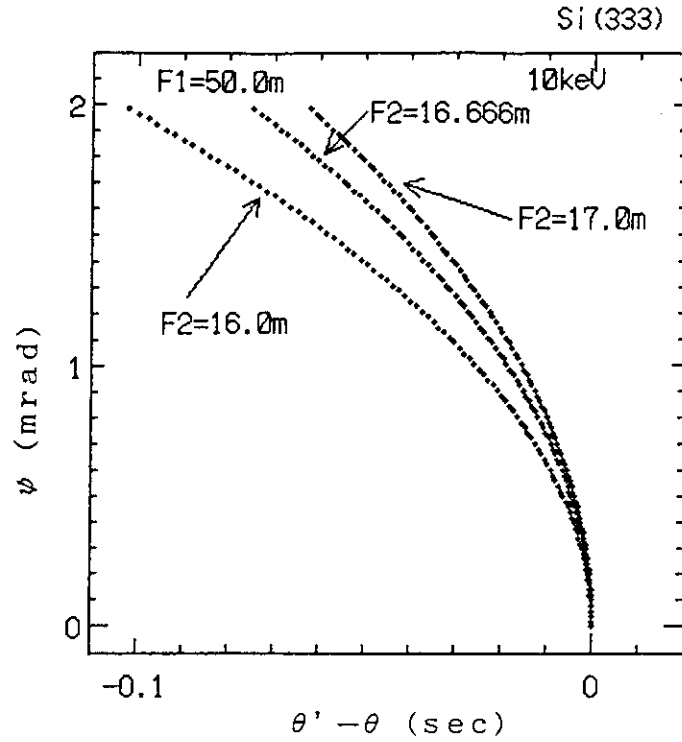


Fig. 19(a)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Si(333) at photon energy of 10keV.  
 F1: distance between a source point and the monochromator,  
 F2: distance between the monochromator and focusing point.

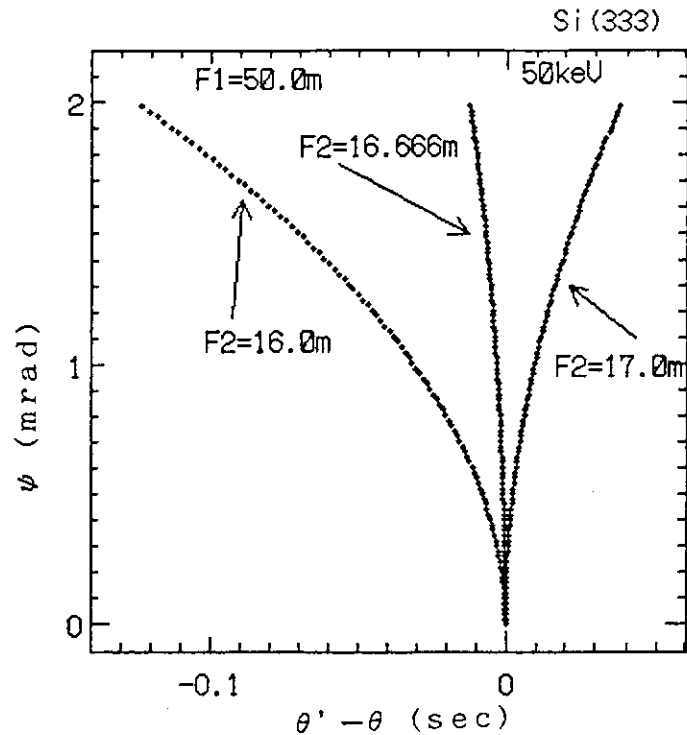


Fig. 19(b)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Si(333) at photon energy of 50keV.  
 F1: distance between a source point and the monochromator,  
 F2: distance between the monochromator and focusing point.

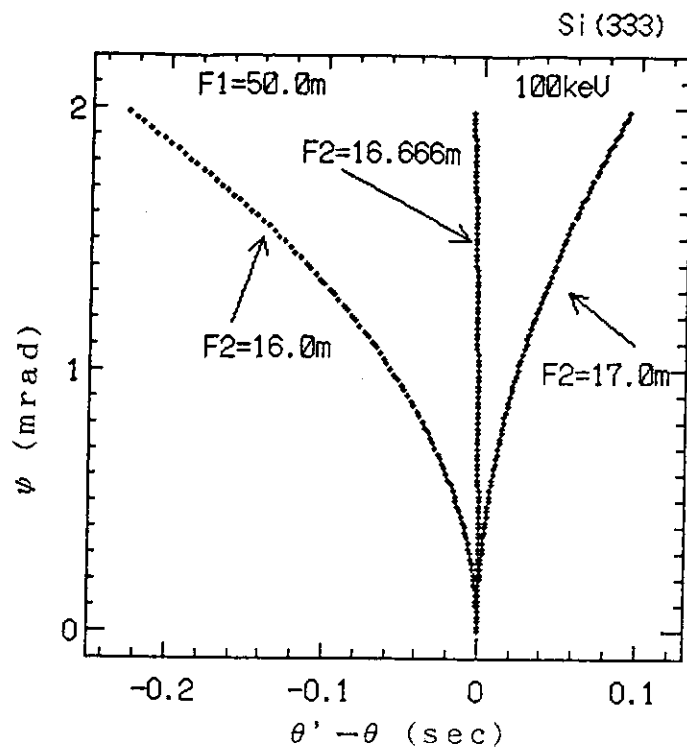


Fig. 19(c)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Si(333) at photon energy of 100keV.  
 F1: distance between a source point and the monochromator,  
 F2: distance between the monochromator and focusing point.

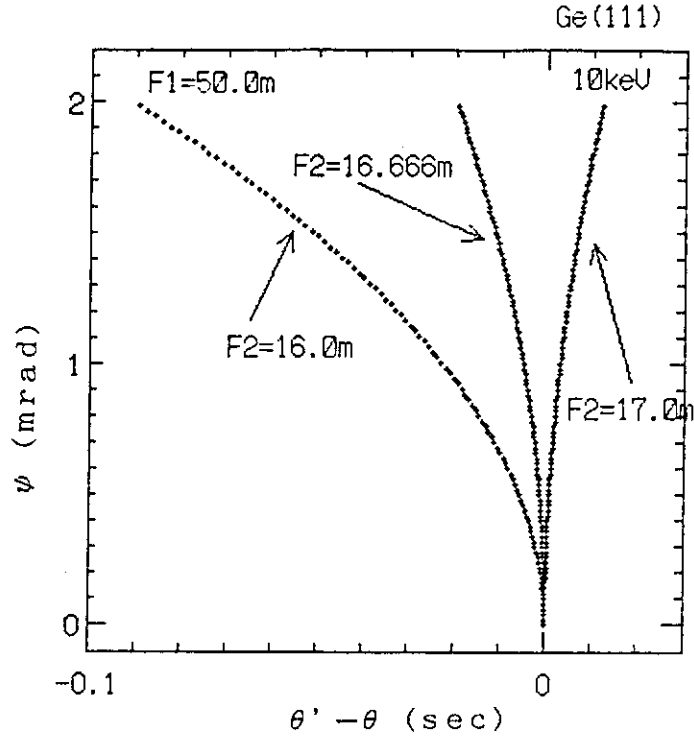


Fig. 20(a)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Ge(111) at photon energy of 10keV.  
 F1: distance between a source point and the monochromator,  
 F2: distance between the monochromator and focusing point.

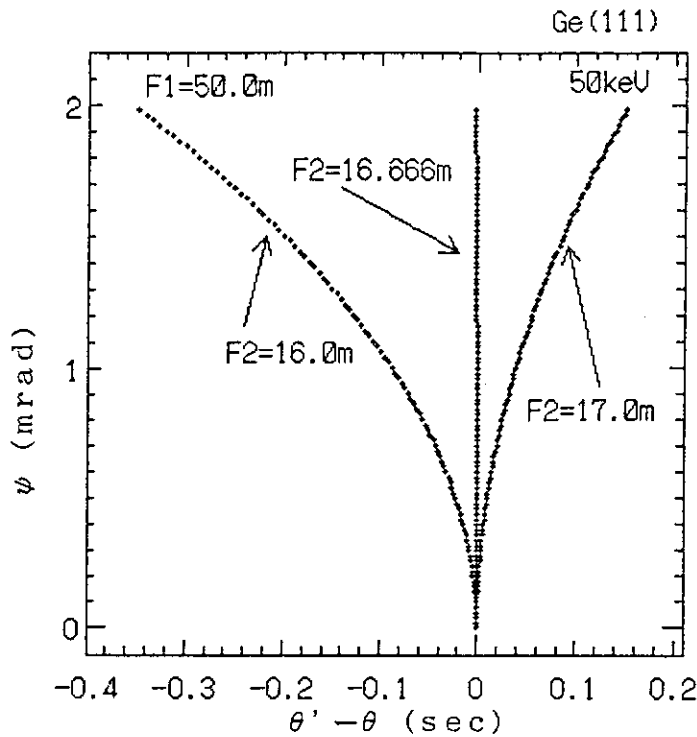


Fig. 20(b)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Ge(111) at photon energy of 50keV.  
 F1: distance between a source point and the monochromator,  
 F2: distance between the monochromator and focusing point.

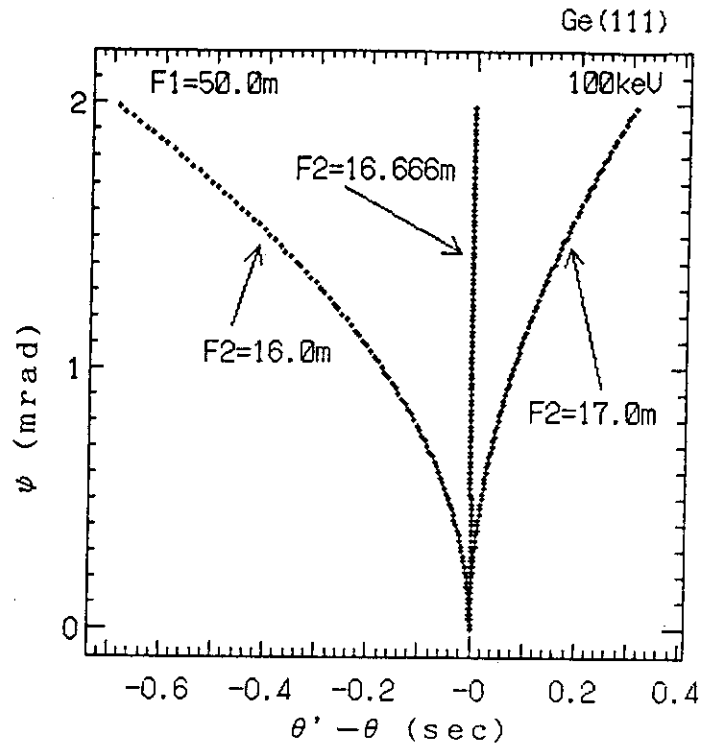


Fig. 20(c)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Ge(111) at photon energy of 100keV.  
 F1: distance between a source point and the monochromator,  
 F2: distance between the monochromator and focusing point.

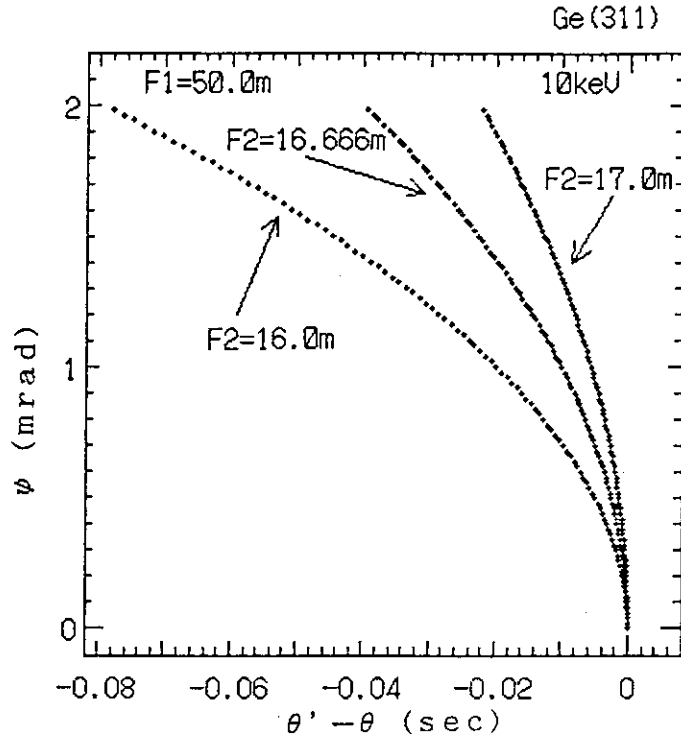


Fig. 21(a)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Ge(311) at photon energy of 10keV. F1: distance between a source point and the monochromator, F2: distance between the monochromator and focusing point.

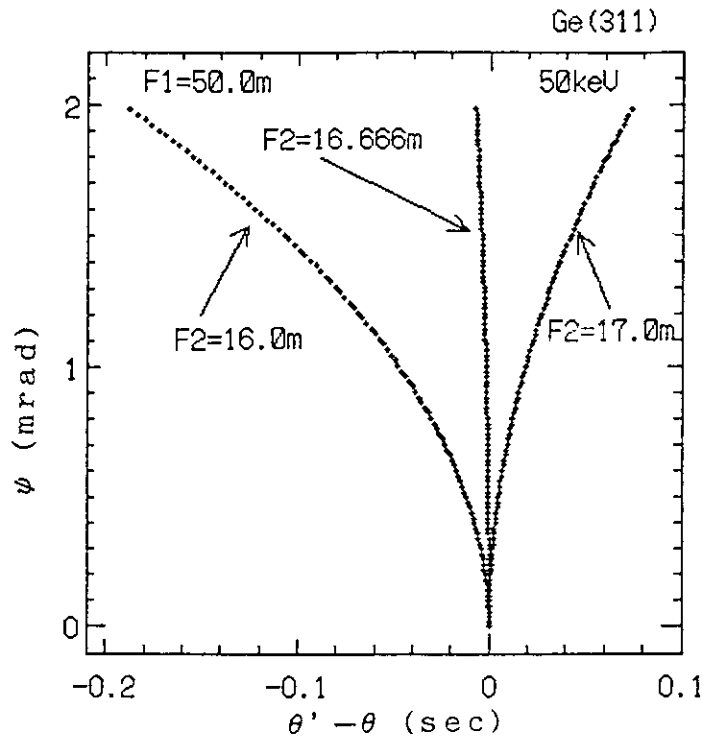


Fig. 21(b)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Ge(311) at photon energy of 50keV. F1: distance between a source point and the monochromator, F2: distance between the monochromator and focusing point.

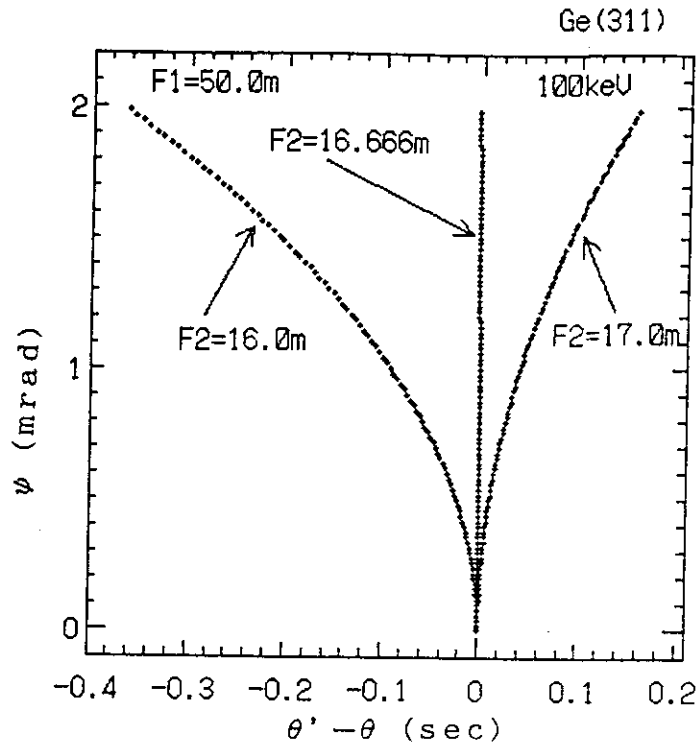


Fig. 21(c)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Ge(311) at photon energy of 100keV.  
 F1: distance between a source point and the monochromator,  
 F2: distance between the monochromator and focusing point.

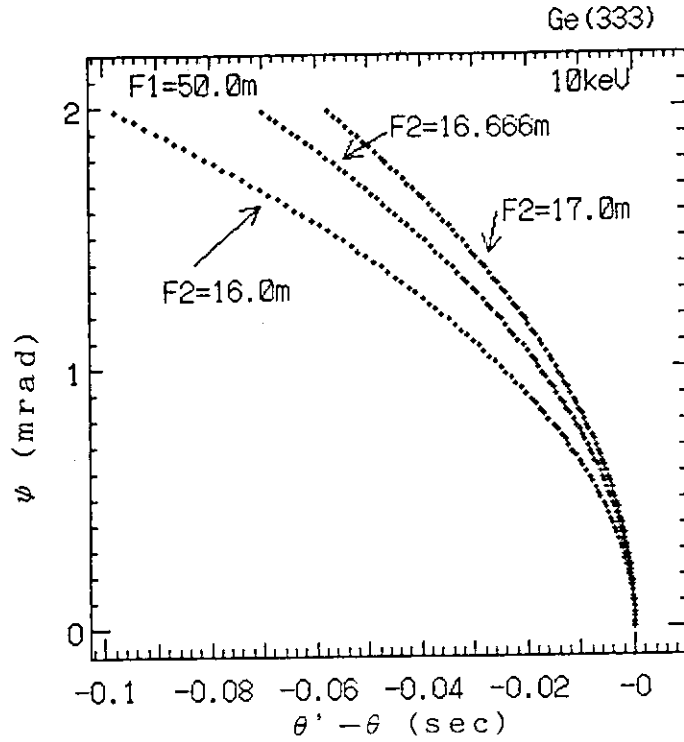


Fig. 22(a)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Ge(333) at photon energy of 10keV. F1: distance between a source point and the monochromator, F2: distance between the monochromator and focusing point.

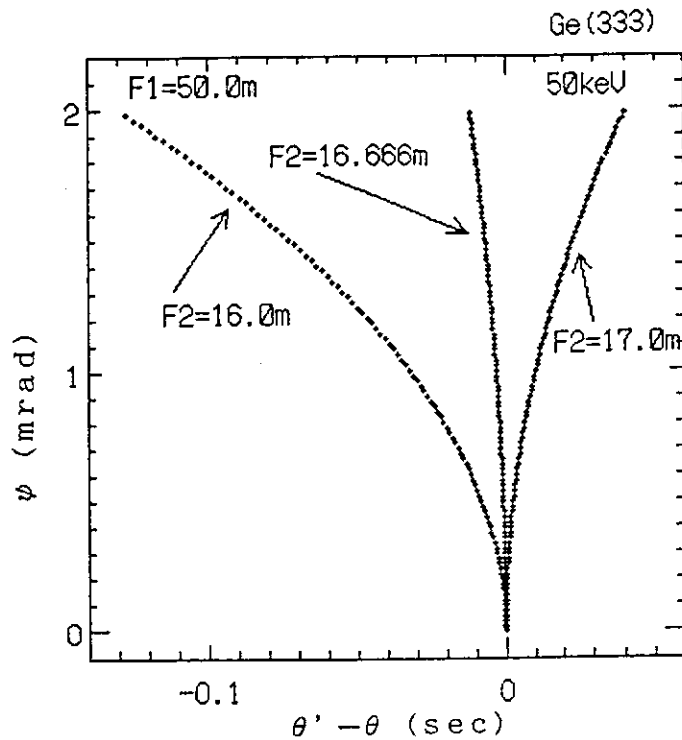


Fig. 22(b)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Ge(333) at photon energy of 50keV. F1: distance between a source point and the monochromator, F2: distance between the monochromator and focusing point.



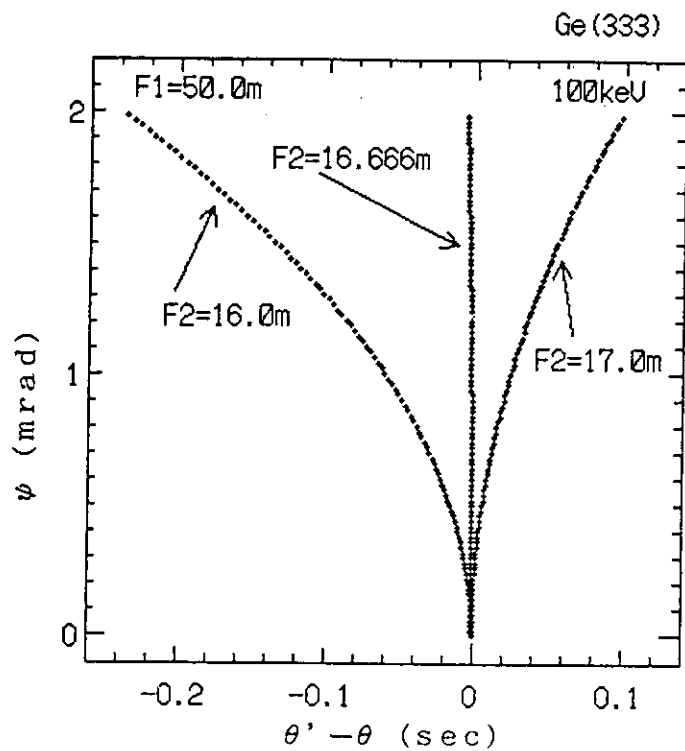


Fig. 22(c)  $\theta' - \theta$  as a function of the horizontal divergent angle,  $\psi$ , of incident beam for Ge(333) at photon energy of 100keV.  
 F1: distance between a source point and the monochromator,  
 F2: distance between the monochromator and focusing point.