

JAEARI - M
93-156

新型可変偏光アンジュレータの解析

1993年8月

角野 和義^{*}・佐々木茂美・島田 太平・宮原 義一

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、お申しこしください。なお、このほかに財團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 いばらき印刷株

新型可変偏光アンジュレータの解析

日本原子力研究所大型放射光施設開発室

角野 和義*・佐々木茂美・島田 太平・宮原 義一

(1993年7月14日受理)

磁界解析ソフトウェアとアンジュレータ放射光特性解析プログラムを利用して新型可変偏光アンジュレータの磁場特性と放射光特性の解析を行った。磁場特性の解析には、新型可変偏光アンジュレータの磁場周期長80mm, 周期数7（全長560mm），永久磁石の残留磁束密度1.1T，永久磁石の幅40mm, 高さ40mmを仮定した。このモデルにおいて、磁石列の位相差とその磁石列により発生する正弦波磁場の水平成分と垂直成分の位相差の関係を求めた。その結果、任意の磁石列の位相差に対し磁場の各成分間の位相差は、常に磁場周期長の1/4であることがわかった。

また、新型可変偏光アンジュレータの垂直偏光、円偏光、水平偏光の各モードのときの磁場のマルチポール成分を計算した。垂直偏光、円偏光モードにおいて磁場の水平方向成分（x成分）の水平面内の分布は左右対称となるが、平坦領域が少ないため偶数次のマルチポール成分は、同じモードにおける磁場の垂直成分（y成分）の水平面内の分布よりかなり高くなつた。したがつてアンジュレータをストレージリングに設置するさいには、磁石の調整および軸合わせには細心の注意が必要となる。x成分、y成分の垂直方向磁場分布は、すべてのモードで軸対称であり、軸上で極小値をとることがわかった。

新型可変偏光アンジュレータをSPring-8に挿入した場合に期待される放射光の計算を垂直偏光、円偏光、水平偏光、楕円偏光の各モードに対して行った。このときの改良された新型可変偏光アンジュレータのパラメータは磁場周期長35mm, 周期数114（全長3990mm），永久磁石の残留磁束密度1.3T，永久磁石の幅40mm, 高さ20mmと仮定した。その結果、改良された新型可変偏光アンジュレータをSPring-8に挿入したとき放射が期待されるアンジュレータ放射光の性質が明らかになつた。

Analysis of Advanced Planar Polarized Light Emitter

Kazunori KAKUNO*, Shigemi SASAKI, Taihei SHIMADA
and Yoshikazu MIYAHARA

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

(Received July 14, 1993)

The detailed analyses of magnetic fields and undulator radiation spectra were performed on an undulator named Advanced Planar Polarized Light Emitter (APPLE).

An APPLE, requiring no constraints in the electron orbit plane, consists of two pairs of planar permanent magnet arrays above and below the plane, and generates strong magnetic fields normal to the undulator axis on the electron orbit. Various magnetic fields produced with this undulator induce various electron motions such as vertically or horizontally sinusoidal motion and helical motion, thereby a linearly polarized radiation in the vertical or horizontal direction and also a circularly polarized radiation are generated.

Magnetic field analyses of the undulator show that the phase difference between the horizontal field component B_x and the vertical field component B_y is always one fourth of undulator period regardless of the phase difference (D) of magnet array, and the multipole fields cause no serious problem if the magnet blocks are free from misalignment.

Expected undulator radiation is calculated for an APPLE undulator with parameters assumed for the SPring-8 storage ring, and superior characteristics of the undulator radiation are represented.

Keywords: Insertion Device, Undulator, Linear Polarization, Circular Polarization, Permanent Magnet, Phase, Multipole Field

* On leave from Shin-Etsu Chemical Co., Ltd.

目 次

1. 序 論	1
2. B_x と B_y の位相差の解析	1
3. マルチポール成分の解析	4
4. 各モードにおける光の計算	5
5. 考 察	7
6. 結 論	8
謝 辞	8
参考文献	9

Contents

1. Introduction	1
2. Analysis of Phase Difference between B_x and B_y	1
3. Analysis of Multipole Field Components	4
4. Calculation of Emission Characteristics for Various Modes	5
5. Discussions	7
6. Conclusion	8
Acknowledgments	8
References	9

1. 序 論

放射光の最も重要な特性のひとつである偏光特性をユーザが自由に操作できかつより高い光エネルギーの放射光を発生できる挿入光源の開発が望まれている。例えば、構造相転移、散漫散乱、生体高分子などの放射光利用研究分野ではゴニオメータの複雑さを避けるためと精密な機械精度を得るために垂直偏光した光が、磁気散乱、固体電子分光などの実験では左右まわりに切り替えられる円偏光した光が必要である。

これまで、円偏光あるいは垂直偏光した強い放射光を得るために新しいタイプのアンジュレータが考案されてきた。^{[1] ~ [3]} その中で、新型可変偏光アンジュレータ^[2]は、垂直偏光モード、円偏光モードにおいて強い放射光を発生できることが期待される。さらに新型可変偏光アンジュレータを改良することにより、垂直偏光モードにおいて新型可変偏光アンジュレータの1.3倍、円偏光モードにおいても、わずかながら強い螺旋状磁場が得られている。^[3] 新型可変偏光アンジュレータをAPPLE 1 (Advanced Planar Polarized Light Emitter)、改良された新型可変偏光アンジュレータをAPPLE 2と呼ぶことにする。

本報告では APPLE 2におけるギャップ間の磁場の解析、APPLE 2をSPring-8に挿入したとき期待される放射光の解析を行なう。磁場の解析では電子軌道軸上の磁石列の位相差と電子軌道軸上の磁場の水平成分 (B_x)、垂直成分 (B_y) の位相差の関係を導出する。そしてこのアンジュレータの任意の磁石列の位相差で任意のギャップにおける B_x 、 B_y のピーク値の関係式を導出する。また、各磁石列の位相における電子軌道面のマルチポール成分の解析を行なう。その結果を用いて垂直偏光モード、円偏光モード、水平偏光モード、楕円偏光モードにおける放射パワーのスペクトル分布、角度分布の計算を行う。なお、本報告での磁場解析は、積分方程式を用いた非線形静磁場解析プログラム ELF/MAGIC を用いる。光の計算にはアンジュレータ放射光特性解析プログラム URGENT を用いる。

2. B_x と B_y の位相差の解析

Fig. 1 にAPPLE 2 の概念図を示す。図に示すように電子軌道軸を z 軸とし、位相差 $D = 0$ のとき APPLE2 の左右対称となる点を原点に、ギャップの移動方向を y 軸、電子軌道に対して垂直に横断する方向を x 軸とする。APPLE 2において電子が Z 軸に添って向かってくる方向から見てそれぞれの磁石列を Upper Left (UL), Upper Right (UR), Lower Left (LL), Lower Right (LR) とする。APPLE 2 では B_x と B_y の磁場を変化させるために UR と LL の磁石列は固定され、UL と LR の磁石列は同期して z 軸方向に移動させる。UR の磁石列と LL の磁石列の組みをアンジュレータ a、UL の磁石列と LR の磁石列の組みをアンジュレータ b とする。このときのアンジュレータ a とアンジュレータ b の位相差 D と z 軸上の B_x と B_y の位相差の関係を導出する。

1. 序 論

放射光の最も重要な特性のひとつである偏光特性をユーザが自由に操作できかつより高い光エネルギーの放射光を発生できる挿入光源の開発が望まれている。例えば、構造相転移、散漫散乱、生体高分子などの放射光利用研究分野ではゴニオメータの複雑さを避けるためと精密な機械精度を得るために垂直偏光した光が、磁気散乱、固体電子分光などの実験では左右まわりに切り替えられる円偏光した光が必要である。

これまで、円偏光あるいは垂直偏光した強い放射光を得るために新しいタイプのアンジュレータが考案されてきた。^{[1] ~ [3]} その中で、新型可変偏光アンジュレータ^[2]は、垂直偏光モード、円偏光モードにおいて強い放射光を発生できることが期待される。さらに新型可変偏光アンジュレータを改良することにより、垂直偏光モードにおいて新型可変偏光アンジュレータの1.3倍、円偏光モードにおいても、わずかながら強い螺旋状磁場が得られている。^[3] 新型可変偏光アンジュレータをAPPLE 1 (Advanced Planar Polarized Light Emitter)、改良された新型可変偏光アンジュレータをAPPLE 2と呼ぶことにする。

本報告では APPLE 2におけるギャップ間の磁場の解析、APPLE 2をSPring-8に挿入したとき期待される放射光の解析を行なう。磁場の解析では電子軌道軸上の磁石列の位相差と電子軌道軸上の磁場の水平成分 (B_x)、垂直成分 (B_y) の位相差の関係を導出する。そしてこのアンジュレータの任意の磁石列の位相差で任意のギャップにおける B_x 、 B_y のピーク値の関係式を導出する。また、各磁石列の位相における電子軌道面のマルチポール成分の解析を行なう。その結果を用いて垂直偏光モード、円偏光モード、水平偏光モード、橜円偏光モードにおける放射パワーのスペクトル分布、角度分布の計算を行う。なお、本報告での磁場解析は、積分方程式を用いた非線形静磁場解析プログラム ELF/MAGIC を用いる。光の計算にはアンジュレータ放射光特性解析プログラム URGENT を用いる。

2. B_x と B_y の位相差の解析

Fig. 1 にAPPLE 2 の概念図を示す。図に示すように電子軌道軸を z 軸とし、位相差 $D=0$ のとき APPLE2 の左右対称となる点を原点に、ギャップの移動方向を y 軸、電子軌道に対して垂直に横断する方向を x 軸とする。APPLE 2において電子が Z 軸に添って向かってくる方向から見てそれぞれの磁石列を Upper Left (UL), Upper Right (UR), Lower Left (LL), Lower Right (LR) とする。APPLE 2では B_x と B_y の磁場を変化させるために UR と LL の磁石列は固定され、UL と LR の磁石列は同期して z 軸方向に移動させる。URの磁石列と LL の磁石列の組みをアンジュレータ a、UL の磁石列と LR の磁石列の組みをアンジュレータ bとする。このときのアンジュレータ a とアンジュレータ b の位相差 D と z 軸上の B_x と B_y の位相差の関係を導出する。

解析に使用したアンジュレータのそれぞれのパラメータは、

APPLE2 :

磁石周期長	$\lambda_u = 80 \text{ mm}$
周期数	$N_u = 7 \quad (L_u = 560 \text{ mm})$
磁石寸法	$w = 40 \text{ mm}$
	$h = 40 \text{ mm}$
ギャップ	$g = 30 \text{ mm}$
使用永久磁石	Nd系希土磁石
残留磁束密度	$B_r = 1.13 \text{ T}$

である。

Fig. 2 に APPLE 2 の位相差 D を $+(3/8)\lambda_u$ 進めたときの電子軌道軸上での磁場分布の ELF/MAGIC による解析結果を示す。Fig. 3 にはアンジュレータ a のみが電子軌道軸上に作る磁場と位相差 D を $+(3/8)\lambda_u$ 進めたときのアンジュレータ b のみが電子軌道軸上に作る磁場を別々に磁場解析し、その結果を B_x と B_y について別々に足し合わせたとき z 軸上に現われる磁場分布を示す。Fig. 2, 3 を比べれば分かるようにほとんど同じ磁場分布になる。Fig. 2 に示した実際のピーク磁場と Fig. 3 に示した磁場の差は約 0.2 % となった。この差は希土類磁石の被透磁率が、大気よりわずかに高いためと考えられる。しかし、この値は無視できるオーダーである。つまり、希土類磁石の透磁率は大気と等しいと考えてよい。また、 B_x と B_y の位相差は Fig. 2, 3 において等しくなった。

Fig. 4 にアンジュレータ a が APPLE 2 の z 軸上に作る磁場の x 成分 (B_{ax})、y 成分 (B_{ay}) を示す。同じようにアンジュレータ b の位相差 D を $+(3/8)\lambda_u$ 進めたときアンジュレータ b が z 軸上につくる磁場分布を Fig. 5 に示す。アンジュレータ b の作る磁場の x 成分 (B_{bx})、y 成分 (B_{by}) の関係は、 B_{ax} と B_{ay} が同位相なのに対して B_{bx} が B_{by} に対して逆位相である（あるいは半波長分 (π) 進んでいる）ことがわかる。これはアンジュレータ a とアンジュレータ b が z 軸に対して対角位置にあるため、 B_x の符号が逆転することによる。

Fig. 6 に局所的な B_{ax} 、 B_{ay} 、 B_{bx} 、 B_{by} の分布を示す。z 軸の範囲は -0.05 ~ 0.05m とした。ここでそれぞれの磁場分布を正弦波と仮定する。

アンジュレータ a の磁場 B_{ax} 、 B_{ay} の位相を 0 と仮定するとそれぞれの磁場は次のように表される。

$$B_{ax} = A \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_u} z \right) \quad (1)$$

$$B_{bx} = A \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_u} z + \pi + D \right) \quad (2)$$

$$B_{ay} = B \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_u} z \right) \quad (3)$$

$$B_{by} = B \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_u} z + D \right) \quad (4)$$

ここで A、B は磁場の振幅である。それぞれのアンジュレータは y-z 面に対して対称であるためアンジュレータ a、b の作る磁場の絶対値は等しくなる。よって磁場の振幅はそれぞれ等しい。

磁場を x、y 成分同志それぞれ足し合わせると、

$$B_x = B_{ax} + B_{bx} = 2A \cos \left(\frac{\pi+D}{2} \right) \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_u} z + \frac{\pi+D}{2} \right) \quad (5)$$

$$B_y = B_{ay} + B_{by} = 2B \cos \left(\frac{D}{2} \right) \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_u} z + \frac{D}{2} \right) \quad (6)$$

となる。このとき式(5),(6)の位相を比較すると、 B_x が B_y に対し常に $\pi/2$ だけ進んでいることがわかる。つまり磁石の位相差 D が任意の場合でも B_x 、 B_y の位相差は $\pi/2$ の螺旋状磁場が得られる。このとき x-y 平面上に射影した電子軌道は、左右対称な橿円軌道を描く。

式(5)における A は新型可変偏光アンジュレータの垂直偏光モード時のギャップをいろいろ変化させたときのピーク磁場の関係を磁場解析ソフト等で求め、ギャップと B_x のピーク値の関係を最小自乗法等で近似し、その $1/2$ とすることにより関係式を求めることができる。

式(6)における B は、簡単な考察からハルバック型アンジュレータにおけるピーク磁場の丁度 $1/2$ となるため、ハルバックの関係式を用いて、

$$B = B_p \left(\frac{\sin(\pi/4)}{\pi/4} \right) \left\{ 1 - \exp[-(2\pi h/\lambda_u)] \right\} \left\{ \exp[-\pi g/\lambda_u] \right\} \quad (7)$$

と表すことができる。

これらの関係より APPLE 2において任意のギャップと任意の位相差 D におけるピーク磁場 (B_{xp} 、 B_{yp}) を求めることができる。

3. マルチポール成分の解析

電子ビームの運動には z 軸上の磁場のみでなく、電子軌道面の磁場分布も影響を及ぼす。電子軌道面の磁場分布は一般にマルチポール成分に分けられる。アンジュレータの x - z 平面におけるマルチポール成分は各 z の値に対して x 軸方向の B_x 、 B_y の分布を求めることにより計算する。Dipole から Decapole までの B_y のマルチポール成分は、次式のように表せ、測定データを用いて最小自乗法により各々のマルチポール成分を求めることができる。[4]

$$\begin{aligned} B_y(x) &= \sum_{n=0} B_{yn} x^n \\ &= \text{Dipole[G]} + \text{Quadrupole[G/cm]}x + \text{Sextupole[G/cm}^2\text{]}x^2 \\ &\quad + \text{Octupole[G/cm}^3\text{]}x^3 + \text{Decapole[G/cm}^4\text{]}x^4 \end{aligned} \quad (8)$$

これらの値を z 軸に対して積分すると

$$\begin{aligned} \int B_y(x) dz &= \int \sum_{n=0}^4 B_{n} x^n dz \\ &= \text{Dipole[G cm]} + \text{Quadrupole[G]}x + \text{Sextupole[G/cm}^2\text{]}x^2 \\ &\quad + \text{Octupole[G/cm}^3\text{]}x^3 + \text{Decapole[G/cm}^4\text{]}x^4 \end{aligned} \quad (9)$$

となる。各成分の積分値を 0 に近づけることが電子軌道に悪影響を与えないばかりでなく、より高輝度でコヒーレントな光を放射させるための条件となる。 y - z 平面におけるマルチポール成分も同じように y 軸方向の磁場分布を求めることにより導ける。

マルチポール成分を求めるために前章と同じモデルの磁場解析を行い、その結果を元にマルチポール成分を求める。Fig. 7 に位相差 $D = 40$ mm、つまり垂直偏光モードの時、 z 軸上で B_x がピークとなる z 座標位置での x 軸方向の磁場分布を示す。このとき B_y 、 B_z 成分の値は 0 G となり電子ビームに対して悪影響を与えることない。しかし、 B_x の平坦領域が少ないため電子ビームが平坦領域を通過するように、調整する必要がある。 y 軸方向の分布は、電子軌道が z 軸より外れるに従って磁場 B_x の絶対値が大きくなる。Fig. 8 に同じ位相差のとき磁場計算結果を元に求めた x - z 平面におけるマルチポール成分の z 軸方向依存性を示す。電子ビームの大きなチューン・シフトの原因となる奇数次のマルチポール成分は、磁場分布が電子軌道軸に対して左右対象であるため現われない。Dipole 以外の偶数次のマルチポール成分は、無視できない値であるため、これらの積分値をできるだけ微小にするためには、アンジュレーターを組み上げる際の正確な磁場調整が必要となる。

Fig. 9 に位相差 $D = 0 \text{ mm}$ 、つまり水平偏光モードの時、 z 軸上の B_y がピークの位置の x 軸方向の磁場分布を示す。 x 軸方向の分布は垂直偏光モードのときと比べ平坦領域が広いため、Fig. 10 に示すように x - z 平面の偶数次のマルチポール成分はかなり小さい値となった。

Fig. 11、12 にそれぞれ、垂直偏光モードと水平偏光モード時、 z 軸上において磁場がピークとなる z 座標位置での垂直面内の磁場分布を示す。共に z 軸上において磁場強度の絶対値が、極小となるため、電子ビームに対して収束作用を及ぼす。[5]、[6]

Fig. 13 ~ Fig. 16 に位相差 $D = 26 \text{ mm}$ 、つまり円偏光モードの時の x - z 平面と y - z 平面のマルチポール成分を示す。それぞれの分布は、垂直偏光モード、水平偏光モードのときの分布と同じような傾向が現われた。

4. 各モードにおける光の計算

次にAPPLE 2 をSPring-8 に挿入したときに発生することが期待される放射光の計算を行なう。計算に使用した APPLE 2 のパラメータを以下に示す。

APPLE2 :

磁石周期長	$\lambda_u = 35 \text{ mm}$
周期数	$N_u = 114$ ($L_u = 3990 \text{ mm}$)
磁石寸法	$w = 40 \text{ mm}$
	$h = 20 \text{ mm}$
使用永久磁石	Nd 系希土磁石
残留磁束密度	$B_r = 1.3 \text{ T}$

また SPring-8 のパラメータは、

電子ビーム(High- β) :

$E = 8 \text{ GeV}$	
$I = 100 \text{ mA}$	
$\sigma_x = 0.3482 \text{ mm}$	$\sigma_y = 0.0776 \text{ mm}$
$\sigma'_x = 0.0145 \text{ mrad}$	$\sigma'_y = 0.065 \text{ mrad}$

直線部の真空ダクト断面寸法 :

垂直方向 (外形寸法)	20 mm
水平方向	無制限

とした。SPring-8 のアンジュレータを挿入することが可能な直線部の長さを、4 m と想定したため APPLE2 の磁場周期数を 114 とした。

Fig. 9 に位相差 $D = 0 \text{ mm}$ 、つまり水平偏光モードの時、 z 軸上の B_z がピークの位置の x 軸方向の磁場分布を示す。 x 軸方向の分布は垂直偏光モードのときと比べ平坦領域が広いため、Fig. 10 に示すように x - z 平面の偶数次のマルチポール成分はかなり小さい値となった。

Fig. 11、12 にそれぞれ、垂直偏光モードと水平偏光モード時、 z 軸上において磁場がピークとなる z 座標位置での垂直面内の磁場分布を示す。共に z 軸上において磁場強度の絶対値が、極小となるため、電子ビームに対して収束作用を及ぼす。[5]、[6]

Fig. 13 ~ Fig. 16 に位相差 $D = 26 \text{ mm}$ 、つまり円偏光モードの時の x - z 平面と y - z 平面のマルチポール成分を示す。それぞれの分布は、垂直偏光モード、水平偏光モードのときの分布と同じような傾向が現われた。

4. 各モードにおける光の計算

次にAPPLE 2 をSPring-8 に挿入したときに発生することが期待される放射光の計算を行なう。計算に使用した APPLE 2 のパラメータを以下に示す。

APPLE2 :

磁石周期長	$\lambda_u = 35 \text{ mm}$
周期数	$N_u = 114$ ($L_u = 3990 \text{ mm}$)
磁石寸法	$w = 40 \text{ mm}$
	$h = 20 \text{ mm}$
使用永久磁石	Nd 系希土磁石
残留磁束密度	$B_r = 1.3 \text{ T}$

また SPring-8 のパラメータは、

電子ビーム(High- β) :

$E = 8 \text{ GeV}$	
$I = 100 \text{ mA}$	
$\sigma_x = 0.3482 \text{ mm}$	$\sigma_y = 0.0776 \text{ mm}$
$\sigma'_x = 0.0145 \text{ mrad}$	$\sigma'_y = 0.065 \text{ mrad}$

直線部の真空ダクト断面寸法 :

垂直方向 (外形寸法)	20 mm
水平方向	無制限

とした。SPring-8 のアンジュレータを挿入することが可能な直線部の長さを、4 m と想定したため APPLE2 の磁場周期数を 114 とした。

Fig. 17 にAPPLE2 のギャップ g を 20 mm、25 mm、30 mm、そして 40 mm に固定したとき、位相差 D とアンジュレータパラメータ K_x 、 K_y の関係を示す。位相差 D は、磁場周期の半波長分変化させた。位相差 D を増加させていくと、 K_x 、 K_y が同じ値になる。このとき、磁場 B_x 、 B_y の位相差は、第 2 章で述べたように常に $\pi/2$ であるため円偏光モードとなる。更に位相差 D を増加させていくと磁場周期の半波長分この場合、 $D = 17.5$ mm のとき垂直偏光モードとなる。また、円偏光の方向を反転させるには水平偏光モードの位置より D を負の方向に先ほどの円偏光モードの D と同じ長さ移動させればよい。

Fig. 18 ~ Fig. 20 にAPPLE2 のギャップを 20 mm に固定したときの、垂直偏光モード、円偏光モード、水平偏光モードのときのそれぞれの光のスペクトルを示す。円偏光モードの場合高次の成分はほとんど現われない。

次に垂直偏光モード、円偏光モード、水平偏光モード、楕円偏光モードの場合について放射パワーの角度分布を求める。Fig. 21 にAPPLE2 のギャップが 20 mm で垂直偏光モード時の全放射パワーの角度分布を示す。Fig. 22 ~ Fig. 24 にそれぞれ 1 次光から 3 次光までの放射パワーの角度分布を示す。それぞれの高調波成分は z 軸より外れるに従い、光のエネルギーは低下、つまり光の波長が長くなる。垂直偏光モードであるため x - y 平面における全放射パワーの角度分布は、 y 軸方向に広がるはずであるが、 K_x の値が小さいため、1 次光の放射パワーが全放射パワーの大半を占めるようになり y 軸方向にはあまり広がっていない。2 次光の放射パワーは、 z 軸上にはあまり現われない。これは他の偶数次高調波も同じで、縦振動モード (z 軸方向に電子が振動する) のときのみ偶数次高調波成分を含み、その放射パワー成分は z 軸上に現われないためである。実際の電子ビームではエミッタスが有限であるため、 z 軸上でもわずかに偶数次の高調波成分を含む。

Fig. 25 にAPPLE2 のギャップが 20 mm で円偏光モード時の全放射パワーの角度分布を示す。Fig. 26 ~ Fig. 28 にそれぞれ 1 次光から 3 次光までの放射パワーの角度分布を示す。円偏光モードの場合、全放射パワーの角度分布は回転対称に近い形となる。1 次光は Fig. 26 に示されるように放射パワーの角度分布が z 軸上において最大値を示している。 K_x 、 K_y が等しい場合、 z 軸上から放射光を観測すると電子は常に一定の偏向角で運動しているように見えるため、理論的には放射光の基本波成分のみしか現われない。つまり円偏光モードにおいては高調波は現われず z 軸上では単色光が得られる。このために Fig. 19 に示すように有限のエミッタスの場合にも全放射光のスペクトル分布において高次成分がほとんど現われない。 z 軸から外れた位置からアンジュレータ放射光を観測すると、電子の偏向角が変化しているように見えるため、高調波成分が現われる。[7] Fig. 27 において z 軸からはずれた場所の放射パワーが高いのはこのためである。同じ原因により Fig. 28 に示すように 3 次光の放射パワーも z 軸からはずれた場所で高くなっているのがわかる。3 次光の光のピークは 2 次光のピークよりも z 軸より外れたところにある。 K の値を増加させていくと高次成分の放射パワーが増加し全

放射パワー分布においても z 軸上が窄むようになる。

Fig. 29 にAPPLE2 のギャップが 20 mm で水平偏光モード時の全放射パワーの角度分布を示す。Fig. 30 ~ Fig. 32 にそれぞれ 1 次光から 3 次光までの放射パワーの角度分布を示す。全放射パワーの角度分布は、垂直偏光モード時よりディフレクションパラメータ K の値が大きいため水平偏光モード時の電子振動方向である x 軸方向の方が広くなっている。1 次光から 3 次光までの放射パワーの角度分布は、垂直偏光モードの場合の x 軸と y 軸を入れ替えた分布と同様の形状となる。しかし、Fig. 23 と Fig. 31、Fig. 24 と Fig. 32 をそれぞれ比較してわかるように、垂直偏光モード時の方が角度分布の山の勾配が、急峻になっているのがわかる。これは電子ビームの水平方向のエミッタンスが垂直方向のそれより大きいことに由来する。つまり電子ビームをエミッタンスの小さい方向で振動させた場合の方が、1 個の電子により放射される光の性質に近くなる。このことより、放射光のスペクトルのピーク幅は、同じ K 値の場合にも水平偏光モード時より垂直偏光モードの時の方が狭くなると考えられる。

Fig. 33 にAPPLE2 のギャップが 20 mm で楕円偏光モード時の全放射パワーの角度分布を示す。Fig. 34 ~ Fig. 36 にそれぞれ 1 次光から 3 次光までの放射パワーの角度分布を示す。楕円偏光モードの場合、 z 軸上から放射光を観測しても電子の偏向角が変化して運動しているように見える。そのため Fig. 35、Fig. 36 で観察されるように、 z 軸上でもかなりの高調波の放射パワーが存在する。

5. 考 察

磁場解析ソフトを使用し APPLE2 の磁場解析を行うとともに、APPLE2 が SPring-8 に挿入されたときに発生できると期待される放射光の計算を行った。ここでは理想的な形状のAPPLE2を仮定した。しかし、APPLE の実機を製作する場合、個々の永久磁石の磁化のばらつき、永久磁石の反撥によるたわみなどにより磁場に誤差が生じ、電子ビームに悪影響を与えるばかりでなく、放射光の特性にも悪い影響を与える可能性がある。APPLE の形状は従来型の挿入光源に較べて複雑である。従って、従来型の挿入光源にくらべてより精密な磁場調整する必要が生じると考えられる。APPLE の垂直偏光モード、円偏光モード、水平偏光モードを同時に調整するためには、アンジュレータ a 、 b のそれぞれの磁場、 B_{ax} 、 B_{ay} 、 B_{bx} 、 B_{by} のマルチポール成分の積分値を 0 にする必要がある。

一般に挿入光源用磁石の最適配列を求めるには、最初、永久磁石をダイポール成分の積分値、またはそれに代わる他の値を評価関数とし、これが 0 になるように並び変える。[8] ~ [11] その後、永久磁石にシミングを行う。[12] シミングにはポールピースに磁性体を張り付ける方法と永久磁石を張り付ける方法がある。ところが APPLE の場合、磁石列の位相差 D を変化させたときにもアンジュレータ a 、 b の磁場分布が調整されたま

放射パワー分布においても z 軸上が窪むようになる。

Fig. 29 にAPPLE2 のギャップが 20 mm で水平偏光モード時の全放射パワーの角度分布を示す。Fig. 30 ~ Fig. 32 にそれぞれ 1 次光から 3 次光までの放射パワーの角度分布を示す。全放射パワーの角度分布は、垂直偏光モード時よりディフレクションパラメータ K の値が大きいため水平偏光モード時の電子振動方向である x 軸方向の方が広くなっている。1 次光から 3 次光までの放射パワーの角度分布は、垂直偏光モードの場合の x 軸と y 軸を入れ替えた分布と同様の形状となる。しかし、Fig. 23 と Fig. 31、Fig. 24 と Fig. 32 をそれぞれ比較してわかるように、垂直偏光モード時の方が角度分布の山の勾配が、急峻になっているのがわかる。これは電子ビームの水平方向のエミッタンスが垂直方向のそれより大きいことに由来する。つまり電子ビームをエミッタンスの小さい方向で振動させた場合の方が、1 個の電子により放射される光の性質に近くなる。このことより、放射光のスペクトルのピーク幅は、同じ K 値の場合にも水平偏光モード時より垂直偏光モードの時の方が狭くなると考えられる。

Fig. 33 にAPPLE2 のギャップが 20 mm で楕円偏光モード時の全放射パワーの角度分布を示す。Fig. 34 ~ Fig. 36 にそれぞれ 1 次光から 3 次光までの放射パワーの角度分布を示す。楕円偏光モードの場合、z 軸上から放射光を観測しても電子の偏向角が変化して運動しているように見える。そのため Fig. 35、Fig. 36 で観察されるように、z 軸上でもかなりの高調波の放射パワーが存在する。

5. 考 察

磁場解析ソフトを使用し APPLE2 の磁場解析を行うとともに、APPLE2 が SPring-8 に挿入されたときに発生できると期待される放射光の計算を行った。ここでは理想的な形状のAPPLE2を仮定した。しかし、APPLE の実機を製作する場合、個々の永久磁石の磁化のばらつき、永久磁石の反撥によるたわみなどにより磁場に誤差が生じ、電子ビームに悪影響を与えるばかりでなく、放射光の特性にも悪い影響を与える可能性がある。APPLE の形状は従来型の挿入光源に較べて複雑である。従って、従来型の挿入光源にくらべてより精密な磁場調整する必要が生じると考えられる。APPLE の垂直偏光モード、円偏光モード、水平偏光モードを同時に調整するためには、アンジュレータ a、b のそれぞれの磁場、 B_{ax} 、 B_{ay} 、 B_{bx} 、 B_{by} のマルチポール成分の積分値を 0 にする必要がある。

一般に挿入光源用磁石の最適配列を求めるには、最初、永久磁石をダイポール成分の積分値、またはそれに代わる他の値を評価関数とし、これが 0 になるように並び変える。[8] ~ [11] その後、永久磁石にシミングを行う。[12] シミングにはポールピースに磁性体を張り付ける方法と永久磁石を張り付ける方法がある。ところが APPLE の場合、磁石列の位相差 D を変化させたときにもアンジュレータ a、b の磁場分布が調整されたま

までなければならない。従って、ポールピースに磁性体を使用する方法は、磁石列の位相差 D を変化させたときアンジュレータ a、b の磁場の足し合わせは保存されないため、この方法は使用できない。それに対して、透磁率が大気と等しい永久磁石を使用したときには位相差 D を変化させても積分値はほとんど変化しない。よって本報告の磁気回路の磁場調整には永久磁石を使用するほうが望ましい。

6. 結 論

新型可変偏光アンジュレータ APPLE の発生磁場と APPLE を SPring-8 に挿入したとき期待される放射光の詳細な解析を行った。

APPLE の電子軌道軸上の磁場の x 成分と y 成分の位相差は、磁石列の位相差が任意の場合でも常に $\pi/4$ となった。つまり直線偏光モードを除くすべてのモードにおいて、電子は長軸または短軸が x 軸と重なる橢円（真円を含む）の螺旋軌道となった。

電子軌道面上のマルチポール成分では B_y に比べ B_x がかなり高い値を示した。これらの積分値は、ダイポール成分と同様に十分小さくする必要がある。APPLEにおいても、従来型の挿入光源と同様に垂直方向の磁場強度分布により光速に近い速度で運動する電子に対して収束作用が働くことが明らかになった。

APPLE を SPring-8 に挿入した場合の計算を行った。実際にAPPLE を SPring-8 へ挿入する場合には、永久磁石の反撥により生ずる架台のねじれを最小にすること、磁場の調整を十分に行うことが必要となる。

APPLE2では垂直偏光モード、円偏光モード、水平偏光モード、橢円偏光モードで使用することができる。それぞれの特徴を活かしてさまざまな利用研究が行われることが望まれる。

謝 辞

マルチポール成分の解析についてアドバイスをしてくださった自由電子レーザー研究室の皆様、磁場解析に協力してくださった信越化学工業（株）の高田武雄氏に感謝する。

までなければならない。従って、ポールピースに磁性体を使用する方法は、磁石列の位相差 D を変化させたときアンジュレータ a、b の磁場の足し合わせは保存されないため、この方法は使用できない。それに対して、透磁率が大気と等しい永久磁石を使用したときには位相差 D を変化させても積分値はほとんど変化しない。よって本報告の磁気回路の磁場調整には永久磁石を使用するほうが望ましい。

6. 結 論

新型可変偏光アンジュレータ APPLE の発生磁場と APPLE を SPring-8 に挿入したとき期待される放射光の詳細な解析を行った。

APPLE の電子軌道軸上の磁場の x 成分と y 成分の位相差は、磁石列の位相差が任意の場合でも常に $\pi/4$ となった。つまり直線偏光モードを除くすべてのモードにおいて、電子は長軸または短軸が x 軸と重なる橢円（真円を含む）の螺旋軌道となった。

電子軌道面上のマルチポール成分では B_y に比べ B_x がかなり高い値を示した。これらの積分値は、ダイポール成分と同様に十分小さくする必要がある。APPLEにおいても、従来型の挿入光源と同様に垂直方向の磁場強度分布により光速に近い速度で運動する電子に対して収束作用が働くことが明らかになった。

APPLE を SPring-8 に挿入した場合の計算を行った。実際にAPPLE を SPring-8 へ挿入する場合には、永久磁石の反撥により生ずる架台のねじれを最小にすること、磁場の調整を十分に行うことが必要となる。

APPLE2では垂直偏光モード、円偏光モード、水平偏光モード、橢円偏光モードで使用することができる。それぞれの特徴を活かしてさまざまな利用研究が行われることが望まれる。

謝 辞

マルチポール成分の解析についてアドバイスをしてくださった自由電子レーザー研究室の皆様、磁場解析に協力してくださった信越化学工業（株）の高田武雄氏に感謝する。

までなければならない。従って、ポールピースに磁性体を使用する方法は、磁石列の位相差 D を変化させたときアンジュレータ a、b の磁場の足し合わせは保存されないため、この方法は使用できない。それに対して、透磁率が大気と等しい永久磁石を使用したときには位相差 D を変化させても積分値はほとんど変化しない。よって本報告の磁気回路の磁場調整には永久磁石を使用するほうが望ましい。

6. 結 論

新型可変偏光アンジュレータ APPLE の発生磁場と APPLE を SPring-8 に挿入したとき期待される放射光の詳細な解析を行った。

APPLE の電子軌道軸上の磁場の x 成分と y 成分の位相差は、磁石列の位相差が任意の場合でも常に $\pi/4$ となった。つまり直線偏光モードを除くすべてのモードにおいて、電子は長軸または短軸が x 軸と重なる橢円（真円を含む）の螺旋軌道となった。

電子軌道面上のマルチポール成分では B_y に比べ B_x がかなり高い値を示した。これらの積分値は、ダイポール成分と同様に十分小さくする必要がある。APPLEにおいても、従来型の挿入光源と同様に垂直方向の磁場強度分布により光速に近い速度で運動する電子に対して収束作用が働くことが明らかになった。

APPLE を SPring-8 に挿入した場合の計算を行った。実際にAPPLE を SPring-8 へ挿入する場合には、永久磁石の反撥により生ずる架台のねじれを最小にすること、磁場の調整を十分に行なうことが必要となる。

APPLE2では垂直偏光モード、円偏光モード、水平偏光モード、橢円偏光モードで使用することができる。それぞれの特徴を活かしてさまざまな利用研究が行われることが望まれる。

謝 辞

マルチポール成分の解析についてアドバイスをしてくださった自由電子レーザー研究室の皆様、磁場解析に協力してくださった信越化学工業（株）の高田武雄氏に感謝する。

参考文献

- [1] M. A. Green, Nucl. Instr. and Meth. **A319** (1992) 83.
- [2] S. Sasaki, K. Miyata and T. Takada, Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) 1794.
- [3] K. Kakuno and S. Sasaki, JAERI-M Report **92-157** (1992).
- [4] S. Sasaki, R. Nagai and E. Minehara, Proc. "Workshop on Fourth Generation Light Sources", Stanford (February 1992) 597, unpublished.
- [5] J. W. J. Verschuur, G. J. Ernst and W. J. Witteman, Nucl. Instr. and Meth. **A318** (1992) 847.
- [6] E. T. Scharlemann, J. Appl. Phys. **58** (1985) 2154.
- [7] B. M. Kincaid, J. Appl. Phys., **48** (1977) 2684.
- [8] A. D. Cox and B. P. Youngman, SPIE Proc. **582** (1985) 91.
- [9] G. Isoyama, Rev. Sci. Instrum. **60**(7) (1989) 1826.
- [10] R. A. Cover, B. L. Bobbs, G. Rakowsky, M. M. Johnson and S. P. Mills, Nucl. Instr. and Meth. **A296** (1990) 603.
- [11] R. Hajima, N. Takeda, H. Ohashi and M. Akiyama, Nucl. Instr. and Meth. **A318** (1992) 822.
- [12] S. C. Gottschalk, D. C. Quimby, K. E. Robinson and J. M. Slater, Nucl. Instr. and Meth. **A296** (1990) 579.

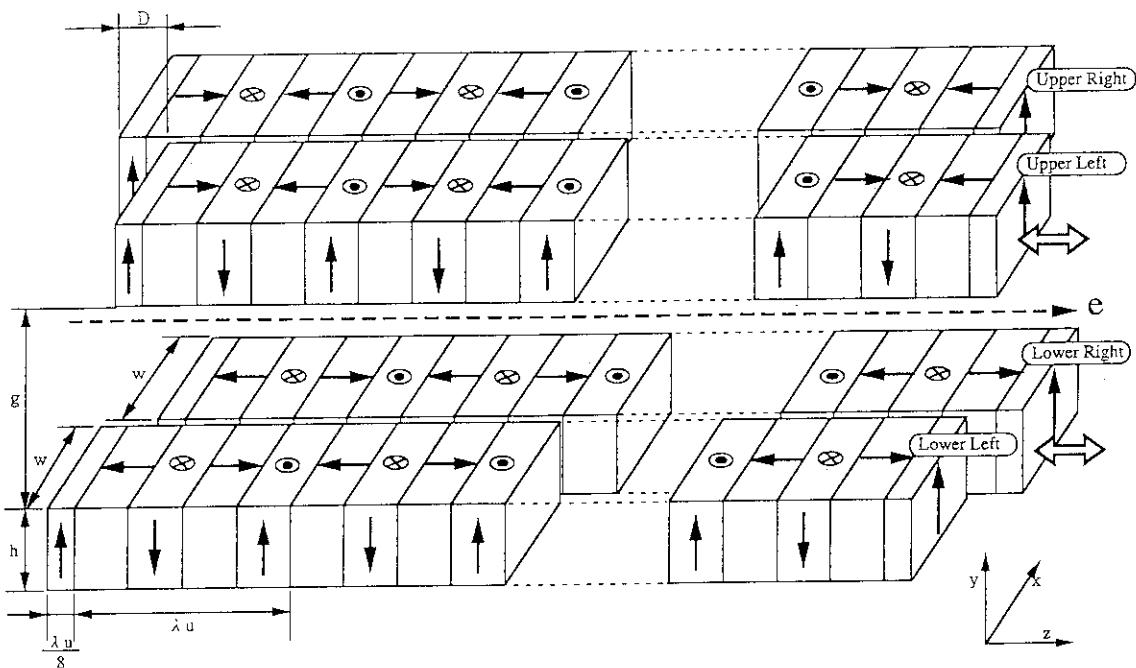


Fig. 1 Schematic view of the magnetic structure for generating variably polarized undulator radiation. $D=\lambda_u/4$.

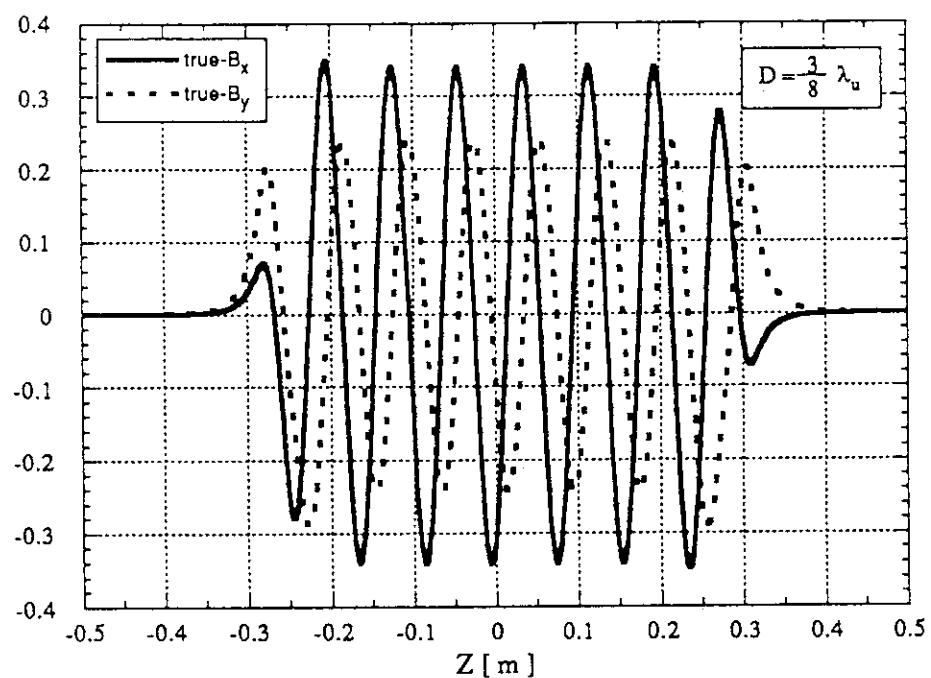


Fig. 2 On-axis magnetic field distribution of variably polarized undulator. $D=3\lambda_u/8$.

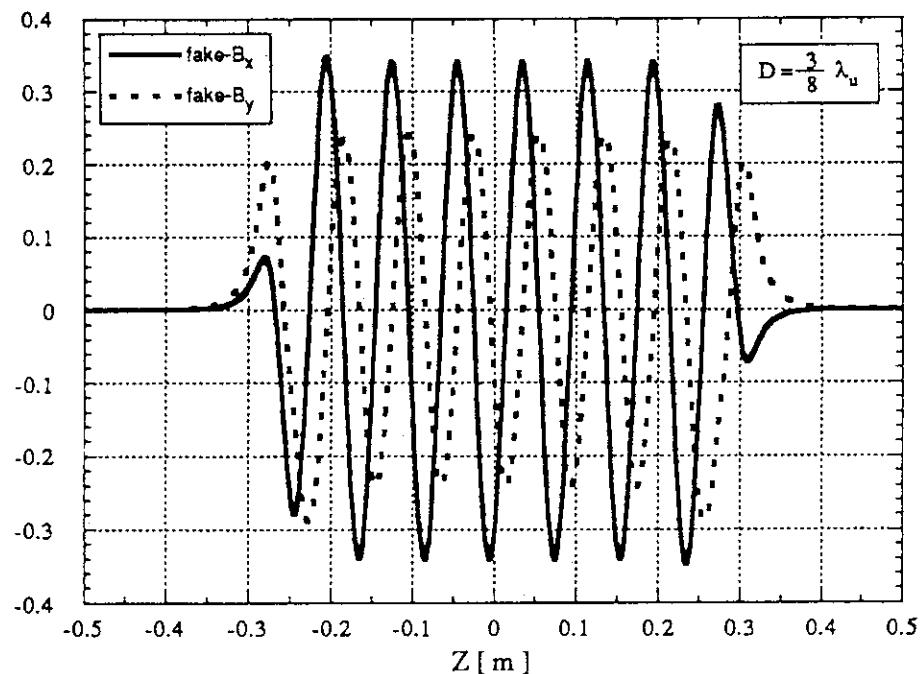


Fig. 3 On-axis magnetic field distribution that magnetic field of undulator-a and undulator-b were added.

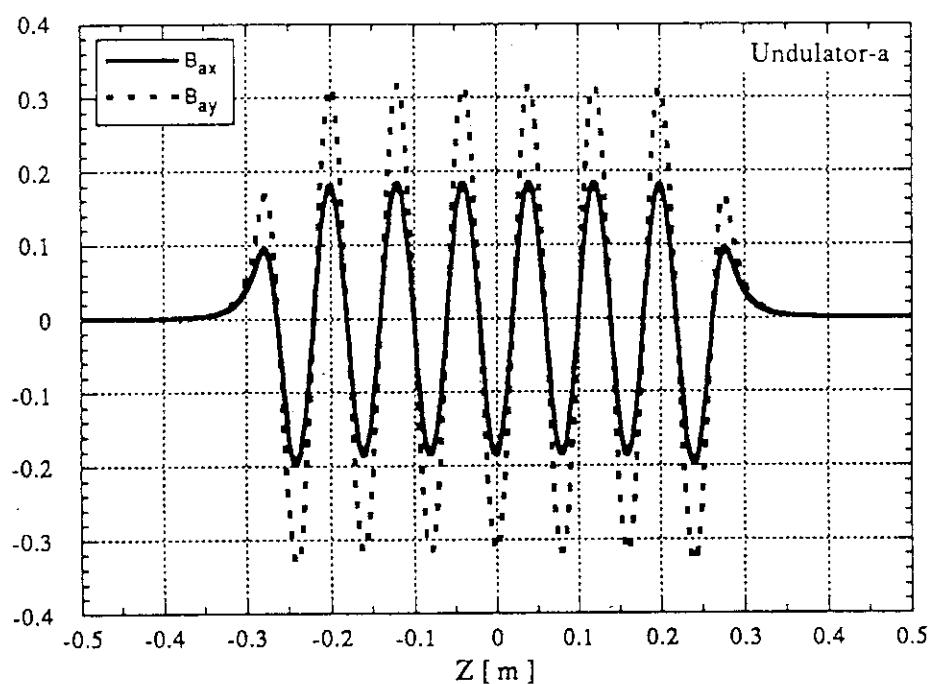


Fig. 4 On-axis magnetic field distribution of undulator-a.

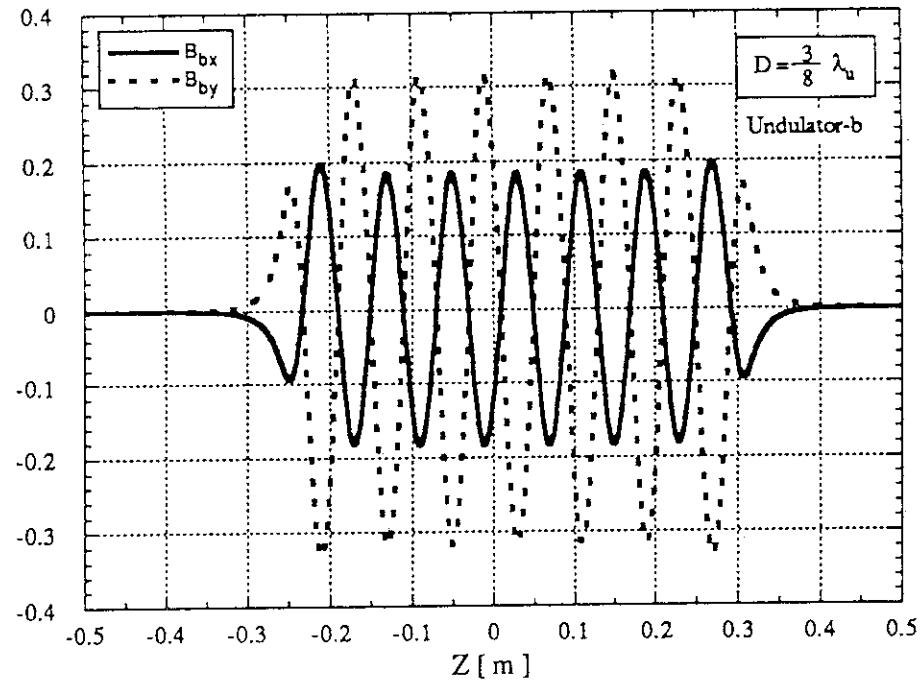
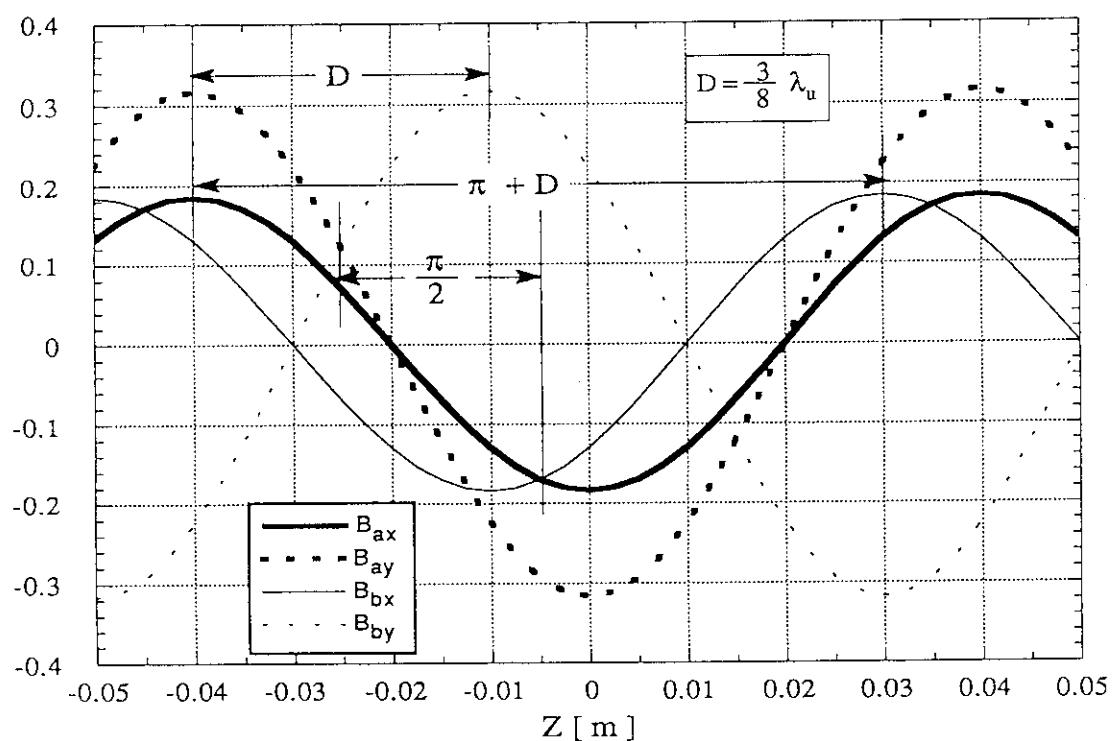


Fig. 5 On-axis magnetic field distribution of undulator-b.

Fig. 6 On-axis magnetic field distribution of undulator-a and undulator-b near the origin of z -axis.

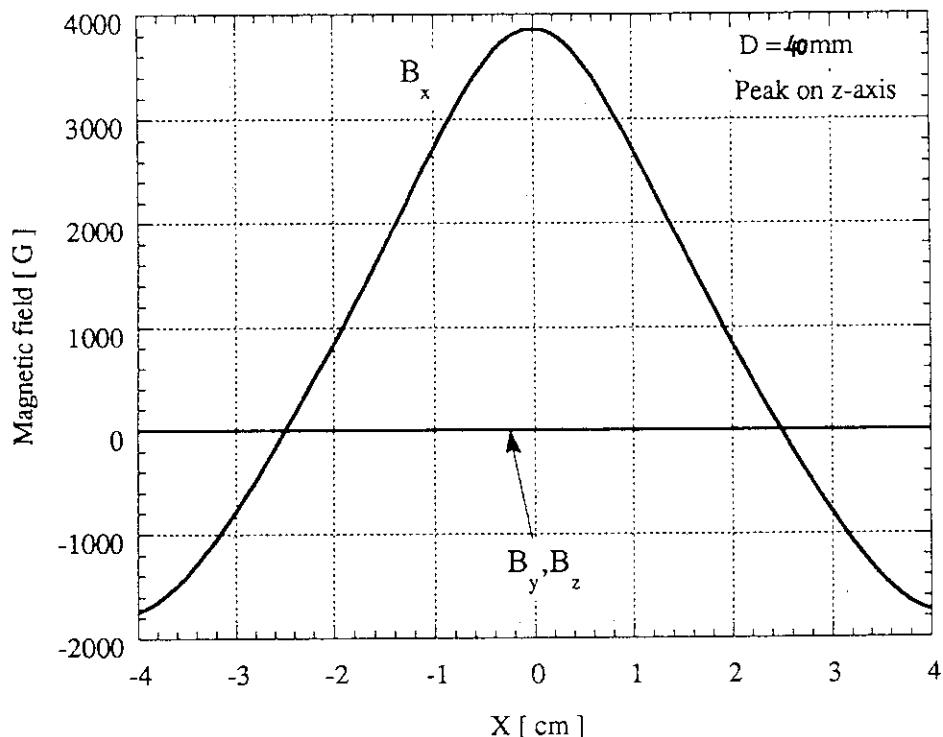


Fig. 7 Horizontal distribution of peak magnetic fields.
D=40mm and gap=30mm.

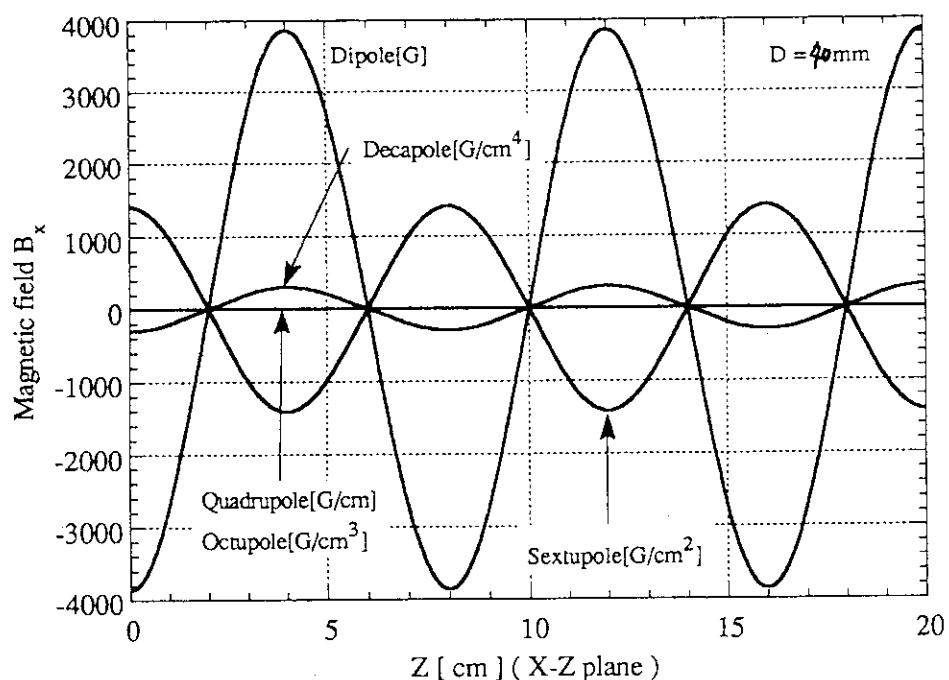


Fig. 8 Longitudinal B_x distribution of the multipoles on the x-z plane. D=40mm and gap=30mm.

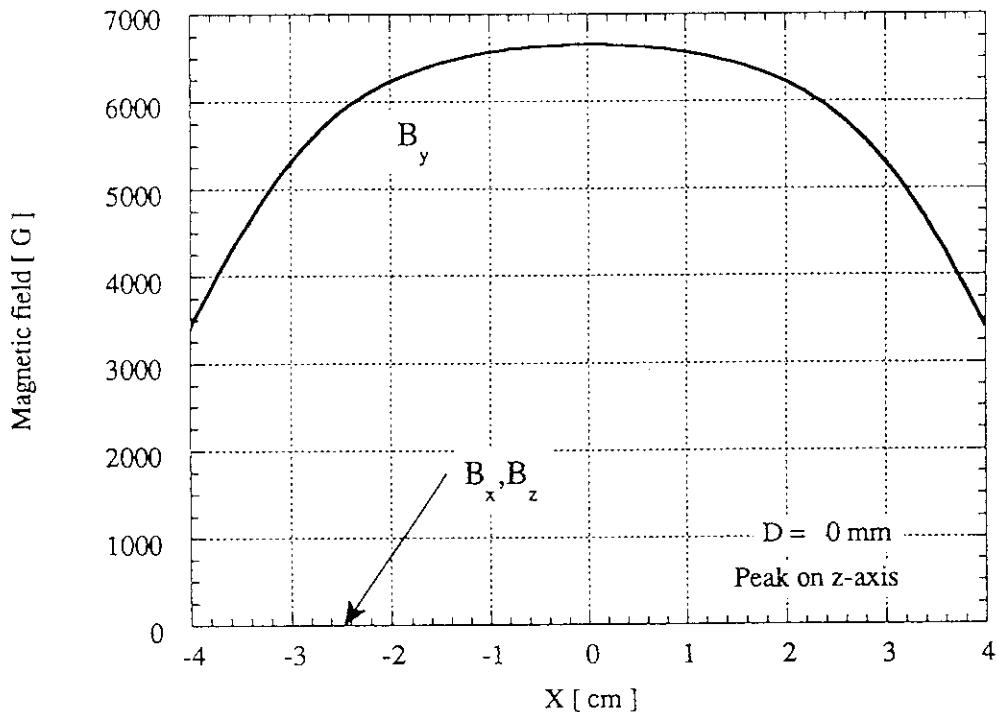


Fig. 9 Horizontal distribution of peak magnetic fields.
D=0mm and gap=30mm.

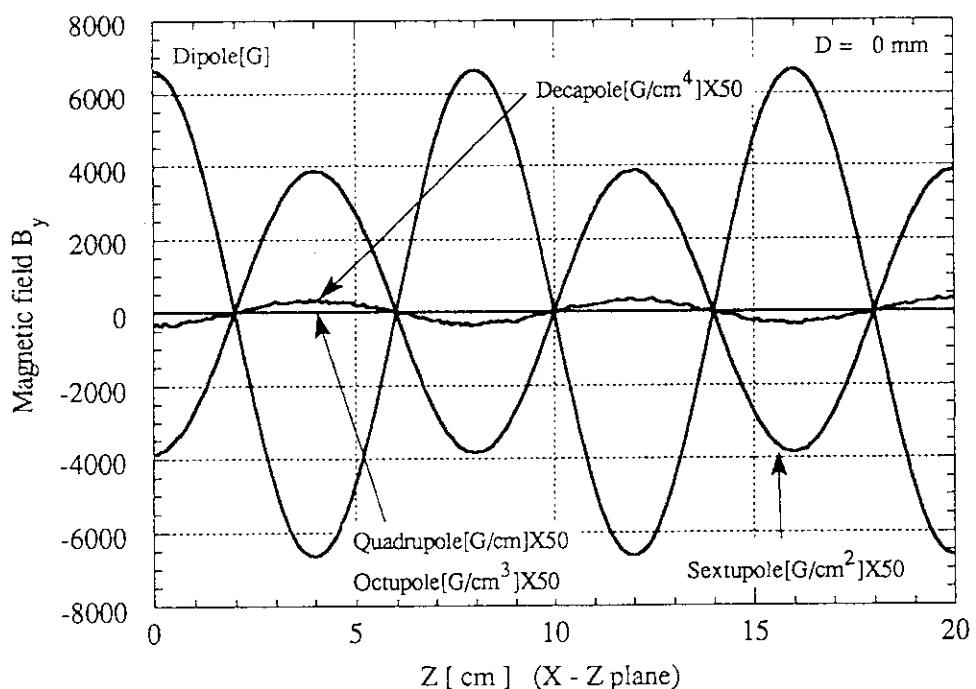


Fig. 10 Longitudinal B_y distribution of the multipoles on the x-z plane. D=0mm and gap=30mm.

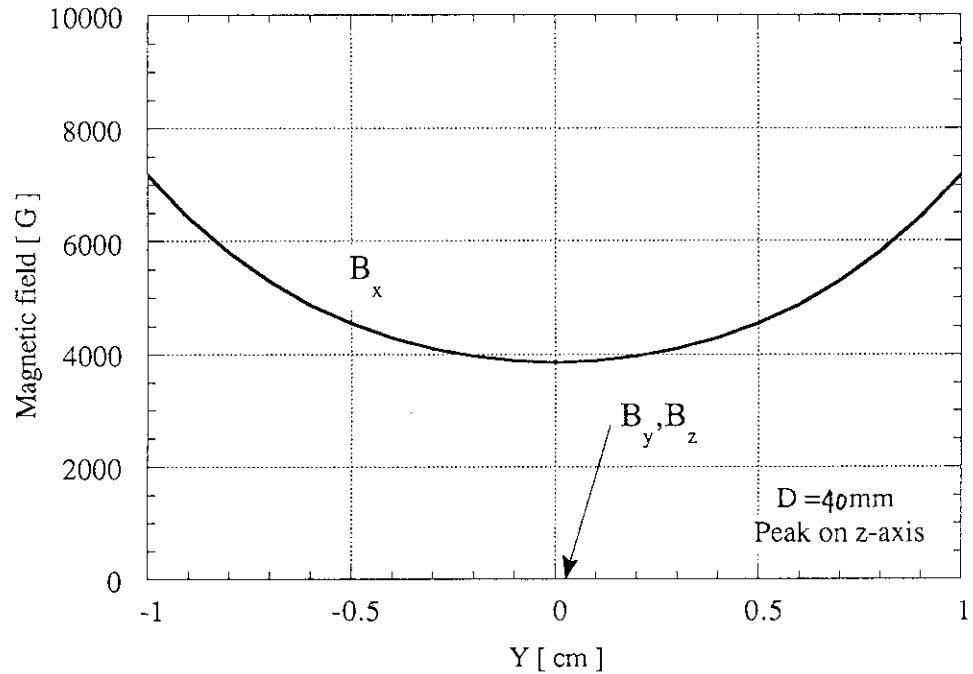


Fig. 11 Vertical distribution of peak magnetic fields.
D=40mm and gap=30mm.

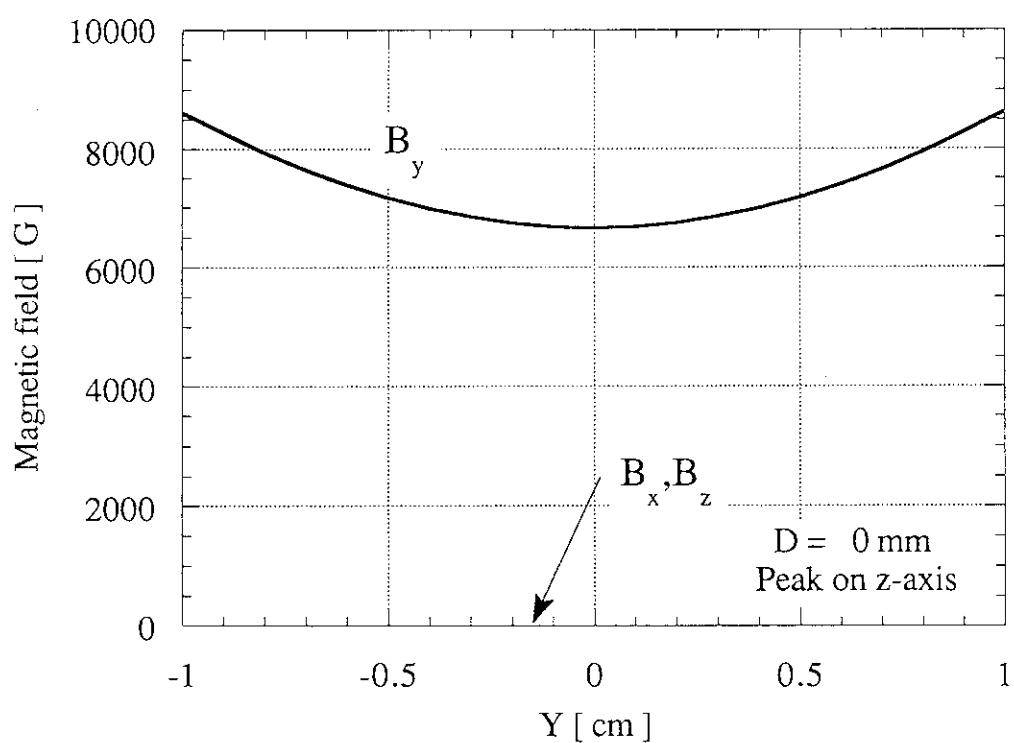


Fig. 12 Vertical distribution of peak magnetic fields.
D=0mm and gap=30mm.

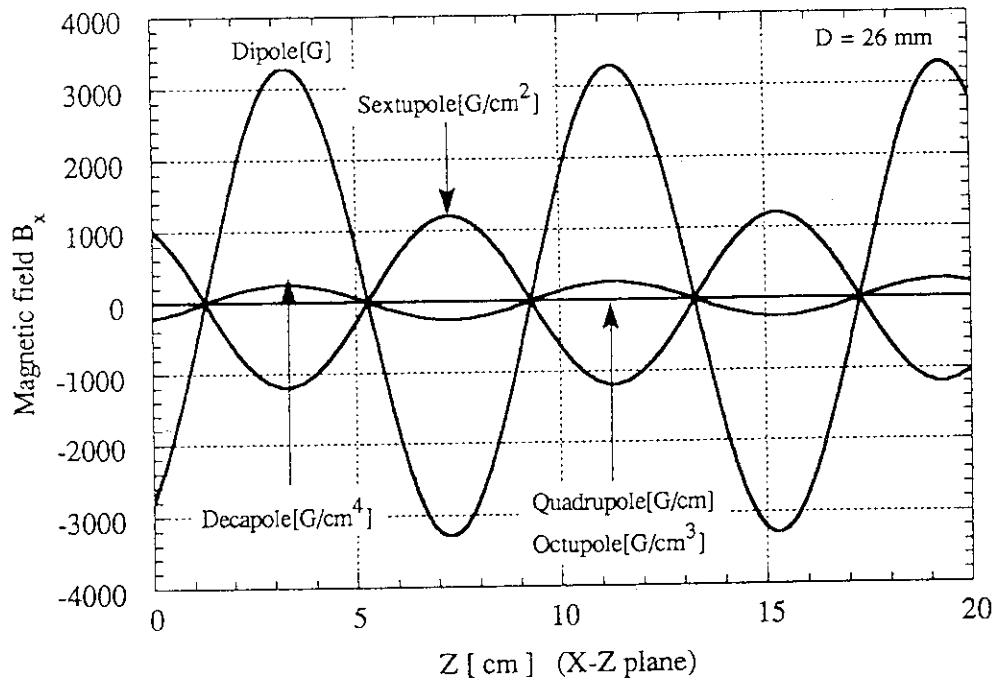


Fig. 13 Longitudinal B_x distribution of the multipoles on the x-z plane. Circular polarization mode and gap=30mm.

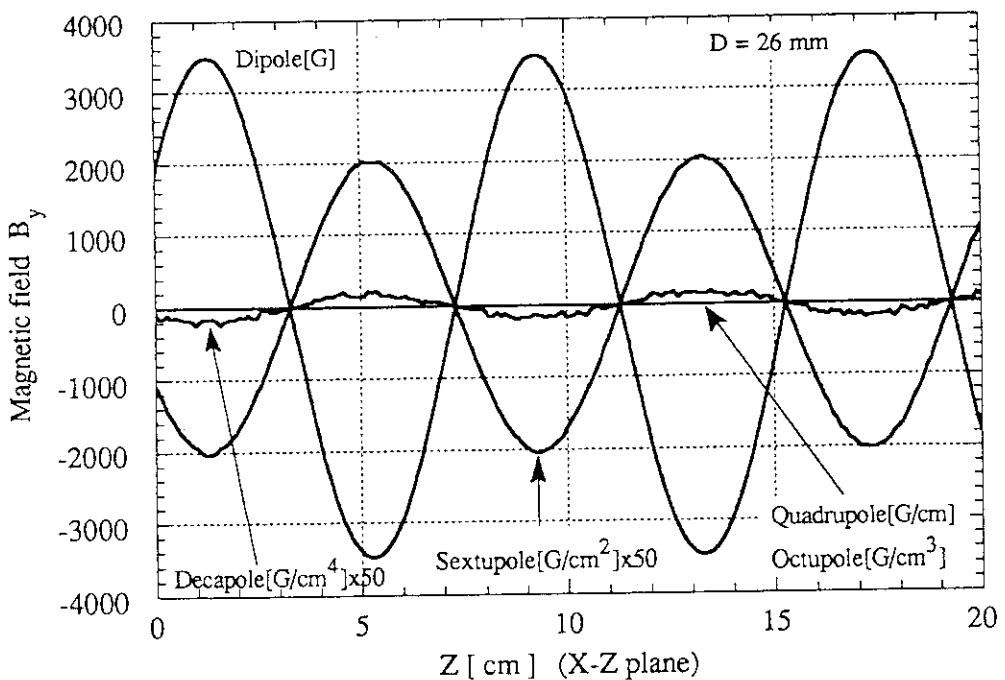


Fig. 14 Longitudinal B_y distribution of the multipoles on the x-z plane. Circular polarization mode and gap=30mm.

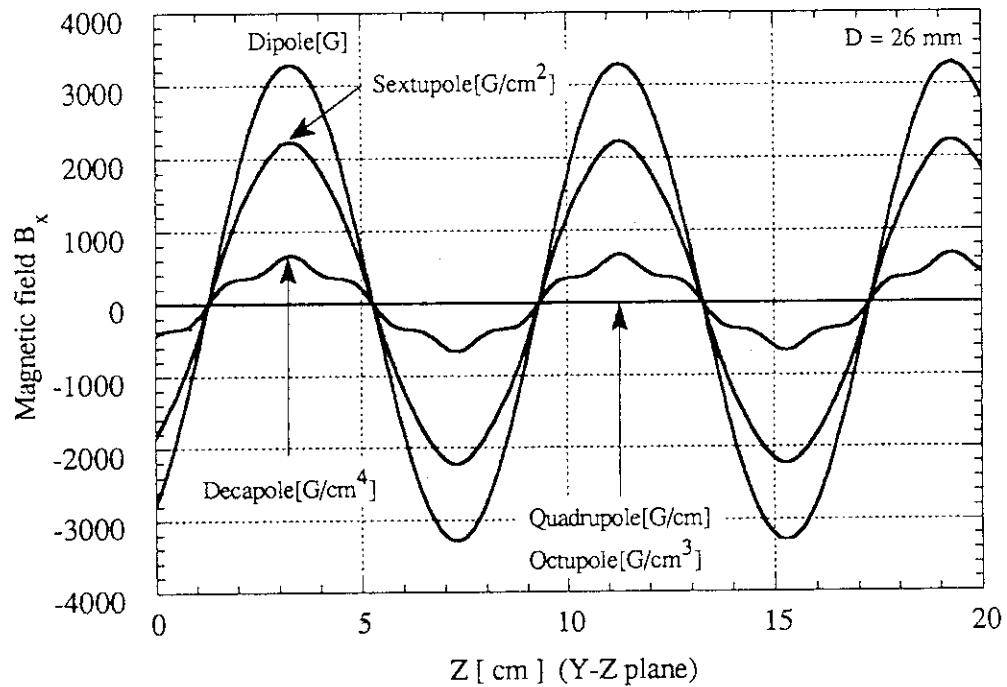


Fig. 15 Longitudinal B_x distribution of the multipoles on the y-z plane. Circular polarization mode and gap=30mm.

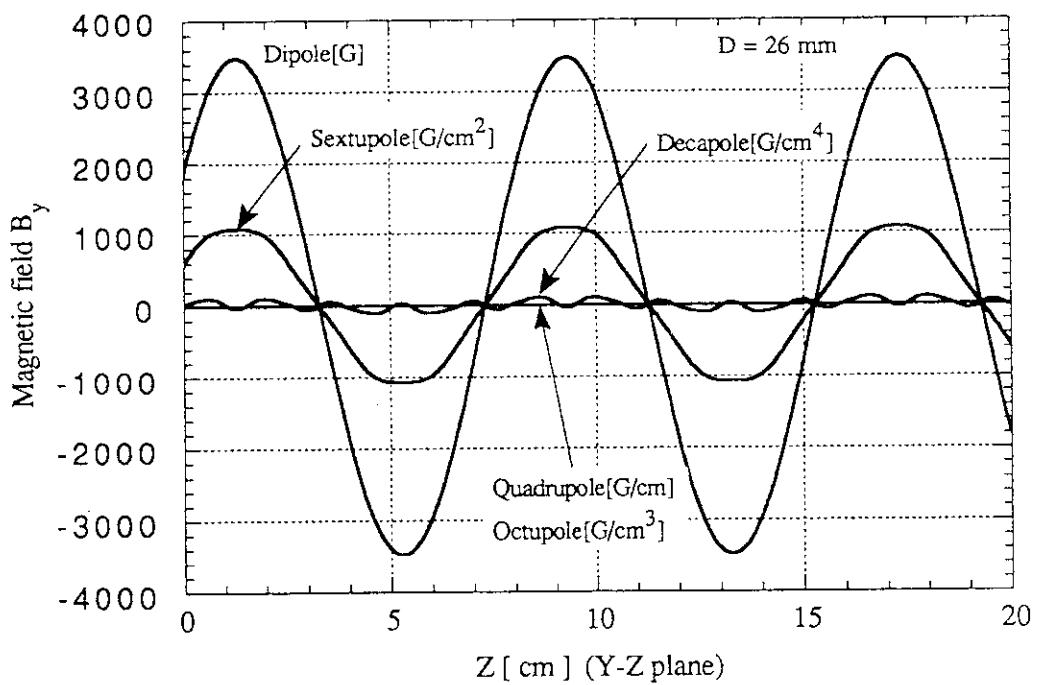


Fig. 16 Longitudinal B_y distribution of the multipoles on the y-z plane. Circular polarization mode and gap=30mm.

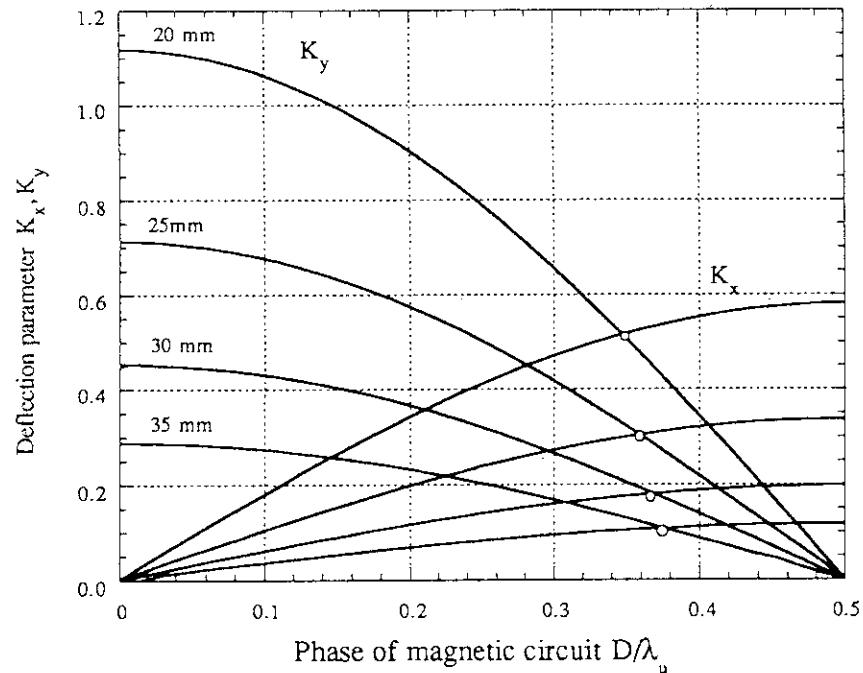


Fig. 17 Deflection parameter K as a function of phase D .
gap=20,25,30,35 mm. Open circles are points
where circular polarizing light is created.

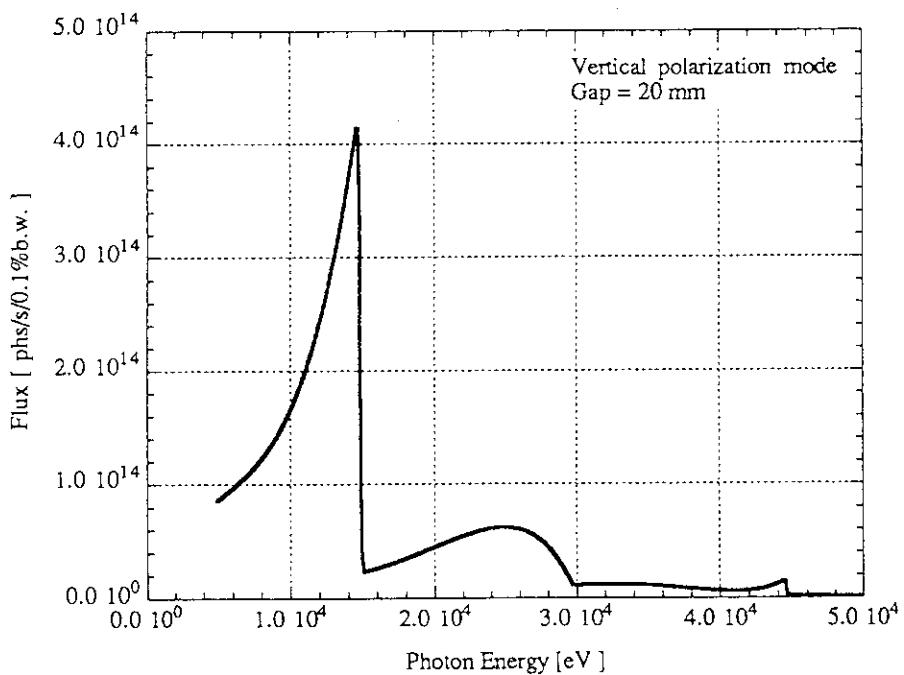


Fig. 18 Flux spectrum of the APPLE2 installed in SPring-8.
Vertical polarization mode and gap=20mm.

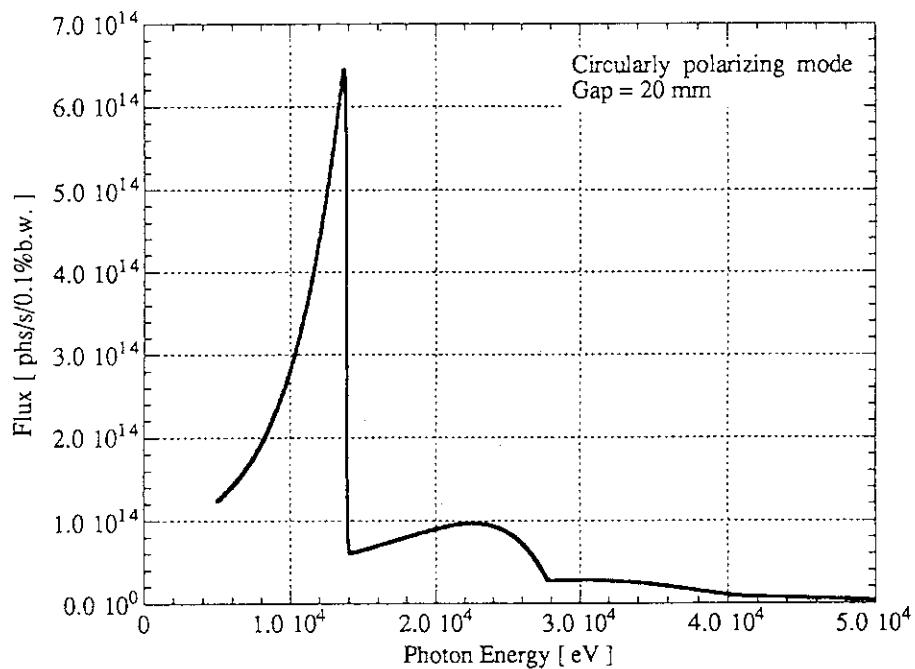


Fig. 19 Flux spectrum of the APPLE2 installed in SPring-8.
Circular polarization mode and gap=20mm.

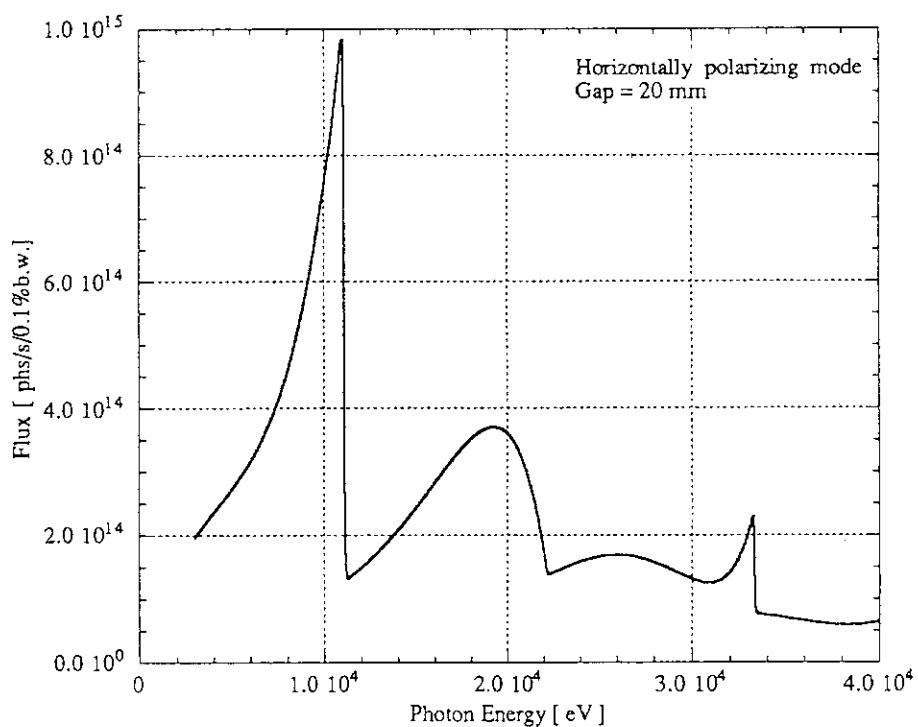


Fig. 20 Flux spectrum of the APPLE2 installed in SPring-8.
Horizontal polarization mode and gap=20mm.

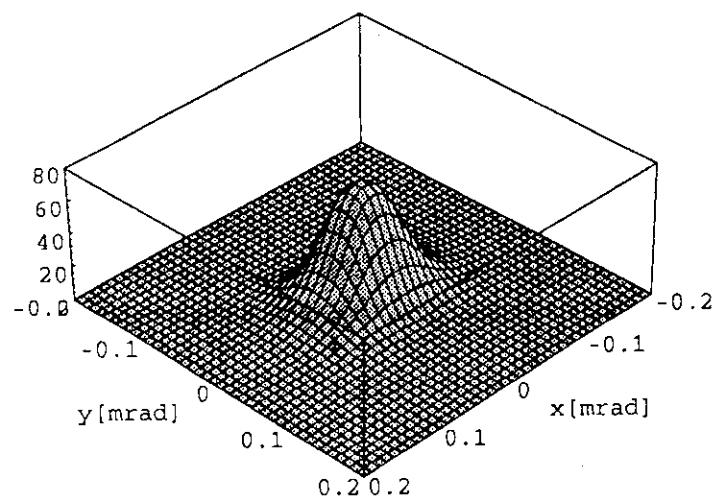


Fig. 21 Angular distribution of power density of full harmonics installed in SPring-8. Vertical polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²]; K_x=0.58, K_y=0

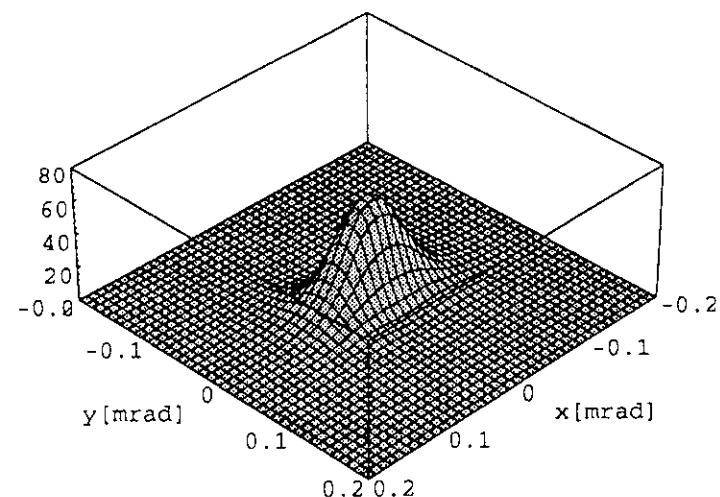


Fig. 22 Angular distribution of power density of 1st harmonic installed in SPring-8. Vertical polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²/eV]; K_x=0.58, K_y=0

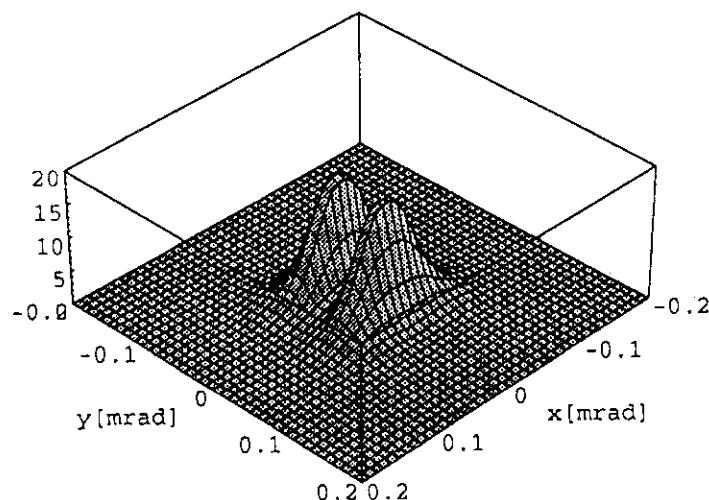


Fig. 23 Angular distribution of power density of 2nd harmonic installed in SPring-8. Vertical polarization mode and gap=20mm.
Unit: [$\text{kW}/\text{mrad}^2/\text{eV}$]; $K_x=0.58$, $K_y=0$

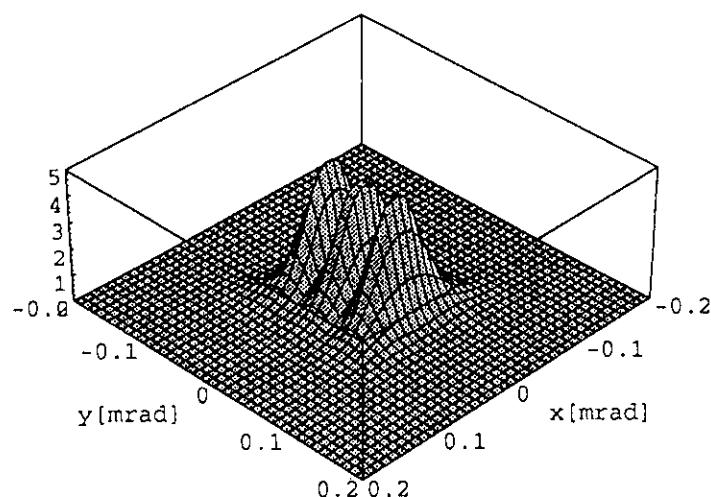


Fig. 24 Angular distribution of power density of 3rd harmonic installed in SPring-8. Vertical polarization mode and gap=20mm.
Unit: [$\text{kW}/\text{mrad}^2/\text{eV}$]; $K_x=0.58$, $K_y=0$

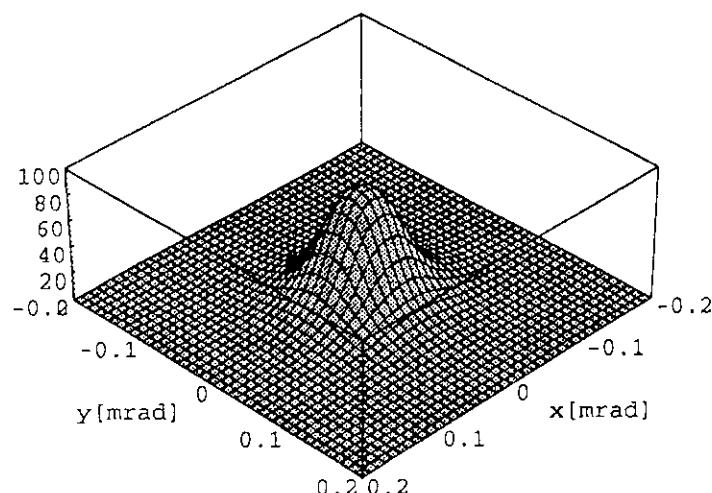


Fig. 25 Angular distribution of power density of full harmonics installed in SPring-8. Circular polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²]; K_x=0.5, K_y=0.5

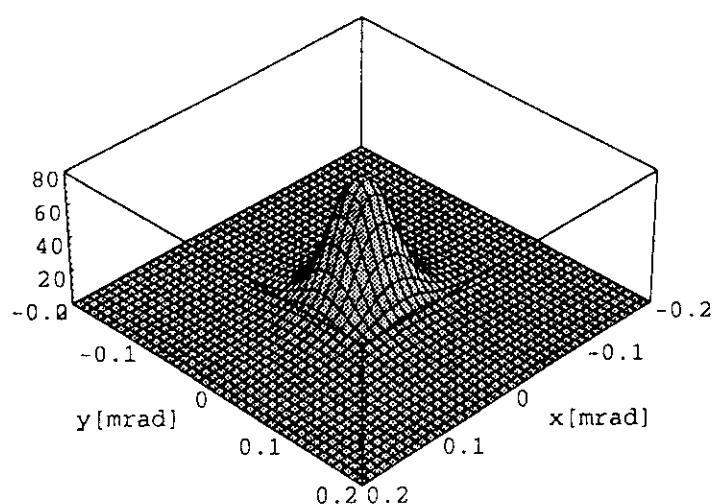


Fig. 26 Angular distribution of power density of 1st harmonic installed in SPring-8. Circular polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²/eV]; K_x=0.5, K_y=0.5

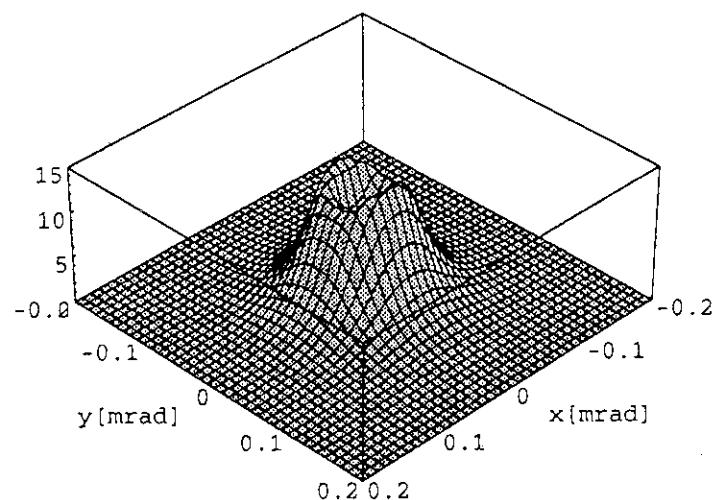


Fig. 27 Angular distribution of power density of 2nd harmonic installed in SPring-8. Circular polarization mode and gap=20mm.
Unit: [$\text{kW}/\text{mrad}^2/\text{eV}$]; $K_x=0.5$, $K_y=0.5$

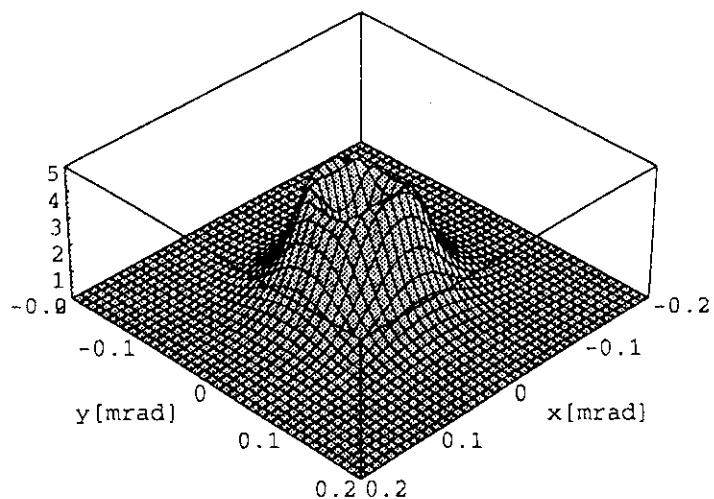


Fig. 28 Angular distribution of power density of 3rd harmonic installed in SPring-8. Circular polarization mode and gap=20mm.
Unit: [$\text{kW}/\text{mrad}^2/\text{eV}$]; $K_x=0.5$, $K_y=0.5$

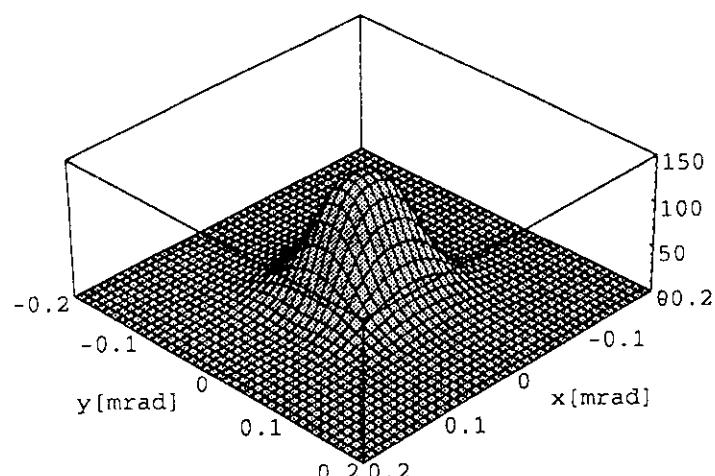


Fig. 29 Angular distribution of power density of full harmonics installed in SPring-8. Horizontal polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²]; K_x=0, K_y=1.06

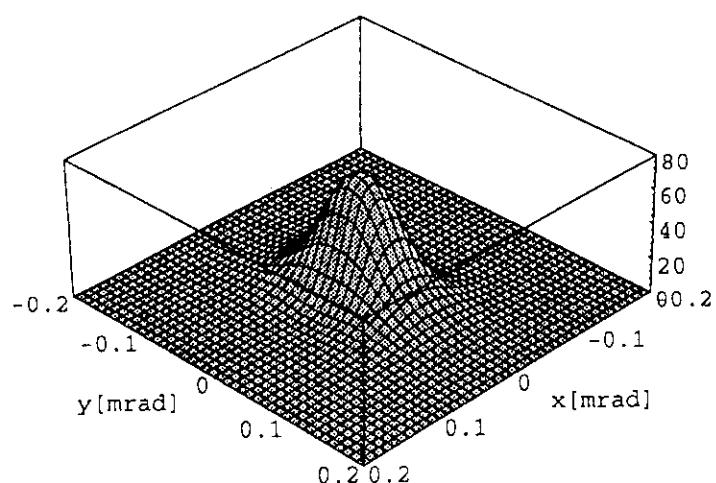


Fig. 30 Angular distribution of power density of 1st harmonic installed in SPring-8. Horizontal polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²/eV]; K_x=0, K_y=1.06

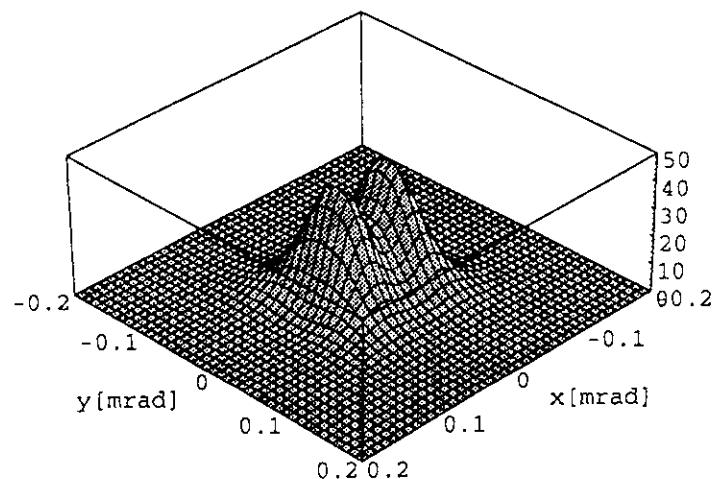


Fig. 31 Angular distribution of power density of 2nd harmonic installed in SPring-8. Horizontal polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²/eV]; K_x=0, K_y=1.06

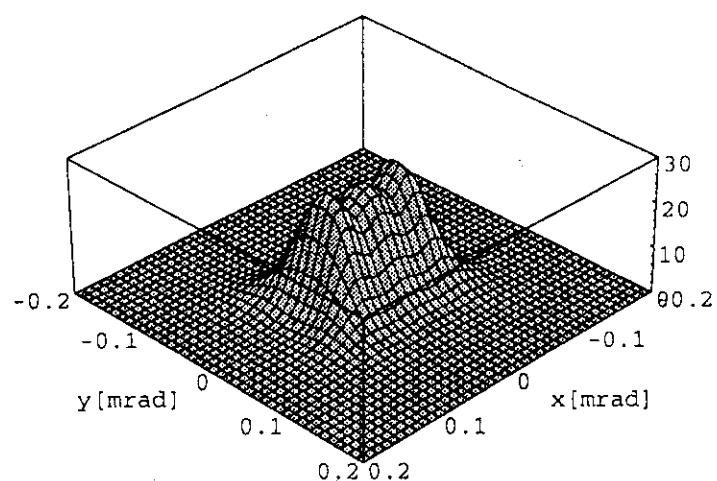


Fig. 32 Angular distribution of power density of 3rd harmonic installed in SPring-8. Horizontal polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²/eV]; K_x=0, K_y=1.06

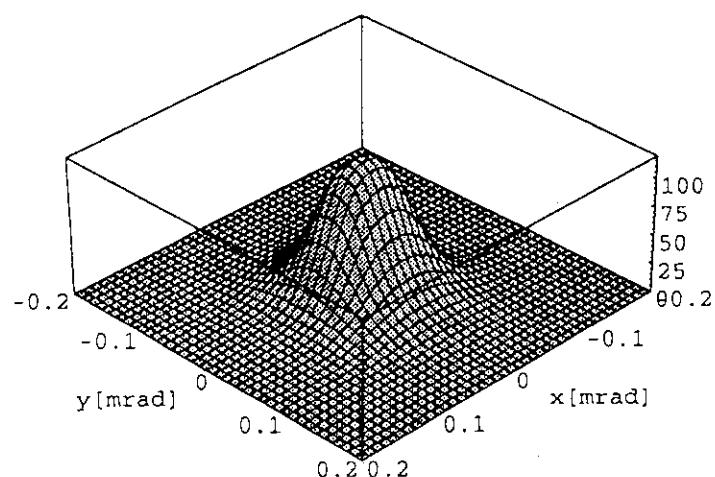


Fig. 33 Angular distribution of power density of full harmonics installed in SPring-8. Elliptical polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²]; K_x=0.33, K_y=0.9

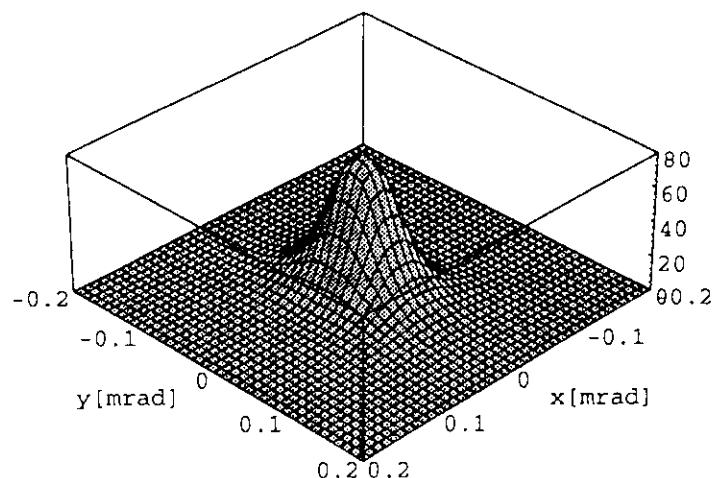


Fig. 34 Angular distribution of power density of 1st harmonic installed in SPring-8. Elliptical polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²/eV]; K_x=0.33, K_y=0.9

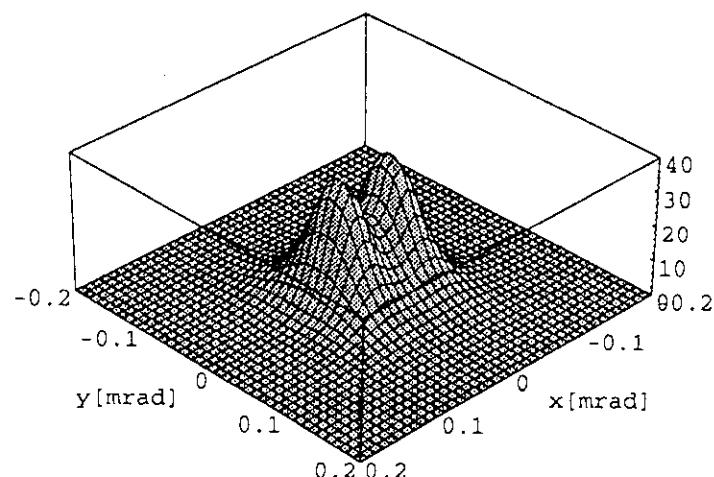


Fig. 35 Angular distribution of power density of 2nd harmonic installed in SPring-8. Elliptical polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²/eV]; K_x=0.33, K_y=0.9

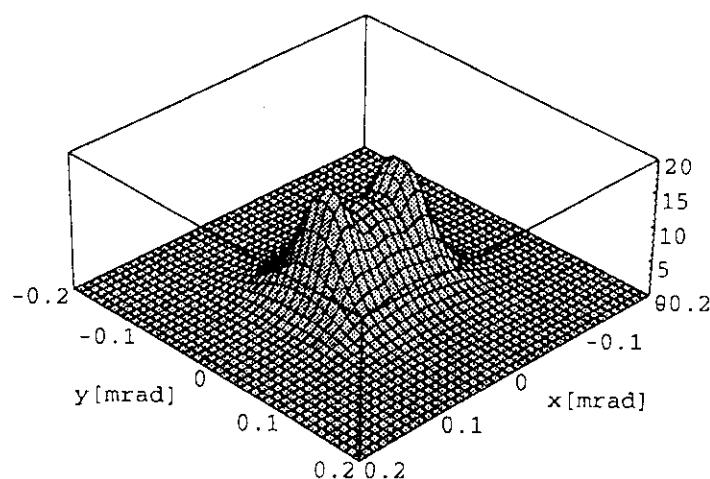


Fig. 36 Angular distribution of power density of 3rd harmonic installed in SPring-8. Elliptical polarization mode and gap=20mm.
Unit: [kW/mrad²/eV]; K_x=0.33, K_y=0.9