

# UVSOR におけるコヒーレント高調波観測系の立ち上げ

## COMMISSIONING OF OBSERVATION SYSTEM OF COHERENT HARMONIC GENERATION AT UVSOR

関田創<sup>#,A)</sup>, 保坂将人<sup>B)</sup>, 高嶋圭史<sup>A),B)</sup>, 山本尚人<sup>A),B)</sup>, 山崎潤一郎<sup>C)</sup>, 林憲志<sup>C)</sup>, 許斐太郎<sup>C)</sup>, 加藤政博<sup>C),B)</sup>  
 So Sekita<sup>#,A)</sup>, Masato Hosaka<sup>B)</sup>, Yoshifumi Takashima<sup>A),B)</sup>, Naoto Yamamoto<sup>A),B)</sup>, Jyunichiro Yamazaki<sup>C)</sup>, Kenji Hayashi<sup>C)</sup>, Taro Konomi<sup>C)</sup>, Masahiro Katoh<sup>C),B)</sup>

<sup>A)</sup> Graduate School of Engineering, Nagoya University, <sup>B)</sup> Nagoya University Synchrotron radiation Research center, <sup>C)</sup> UVSOR facility, Institute for Molecular Science

### Abstract

At UVSOR, we are developing a coherent light source using a laser and an electron beam circulating in the storage ring. We are interested in generation of coherent short pulse in the VUV region using CHG technique.

We report on the expected CHG radiant energy calculated using UVSOR electron beam parameters and the commissioning of observation system of CHG in UVSOR U1 beam line installed recently.

### 1. はじめに

分子科学研究所 UVSOR-III では、電子蓄積リングを周回する相対論的電子ビームとレーザーを用いたコヒーレント光源の開発を行っている。コヒーレント光を発生するために、アンジュレータ中でシード光となるレーザー(入射シード光)と電子ビームを相互作用させ、コヒーレント高調波発生(CHG)を起こさせる。CHGは共振器型自由電子レーザーでは到達困難な真空紫外域でのコヒーレント光を発生することができ、超短パルス光も発生可能であるなど、通常の放射光とは異なる特質をもっている。

UVSOR-IIIでは波長 800 nm のチタンサファイアレーザーを入射シード光として用いて CHG の基礎研究が行われてきた。本研究では、UVSOR-IIIにおける CHG 放射エネルギーの算出と、新たに作られた UVSOR U1 ビームラインにおける、真空紫外域の CHG 観測系の設計・開発について報告する。また、入射シード光に高調波を用いる場合の検討についても報告する。

### 2. CHG 放射エネルギーの算出<sup>[1]</sup>

Figure 1 に示すように、電子ビームとレーザーをオプティカルクライストロンで相互作用させることで、コヒーレント高調波を発生させることができる。

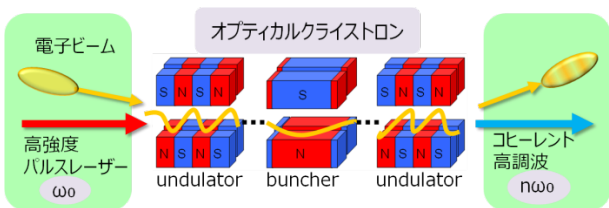


Figure 1: Mechanism of the CHG.

オプティカルクライストロン型アンジュレータは、モジュレータ部、ラディエータ部と呼ばれるアンジュレータおよびそれに挟まれるバンチャー部から成り立っている<sup>[2]</sup>。モジュレータ部において、電子ビームはレーザーの電場によってエネルギー変調を起こす。バンチャー部においてこのエネルギー変調は密度変調に変換され、マイクロバンチングを起こす。ラディエータ部でマイクロバンチングを起こした電子ビームから基本波とその高調波のコヒーレント放射光が発生する。

UVSOR III における入射シード光および電子ビーム、オプティカルクライストロンのパラメータを Table 1 に示す。

Table 1 Parameters used to radiant energy calculation.

電子エネルギー $\gamma$	600 MeV
ビーム電流	10 mA
ビーム水平方向広がり $\sigma_x$	$4.17 \cdot 10^{-4}$ m
ビーム鉛直方向広がり $\sigma_y$	$4.17 \cdot 10^{-5}$ m
ビーム縦方向の大きさ $\sigma_z$	$3.1 \cdot 10^{-2}$ m
エネルギー広がり $\sigma_E$	$3.4 \cdot 10^{-4}$
角度広がり $\sigma_\phi$	$4.2 \cdot 10^{-5}$
アンジュレータ周期長 $\lambda_w$	88 mm
アンジュレータ周期数 $N_m, N_r$	10
入射シード光波長 $\lambda_l = \lambda_\gamma$	800 nm
入射シード光パルス幅 $\Delta t$	100fsec

まず、モジュレータにおけるエネルギー変調について評価した。エネルギー変調 $\delta E$ はアンジュレータの強度を示す K 値、レーザーの電場 $E_0$ と $J$ によって、以下の式で与えられる。

$$\delta E = \frac{1}{2} e E_0 \frac{N_m K \lambda_u}{\gamma} \cos(\phi) J \tag{2-1}$$

ここで K 値は(2-2)で示すように、アンジュレータの周期長さ、CHG の基本波波長、そして電子のエネルギーの間で成り立つ共鳴条件から求められる。

# sekita.sou@b.mbox.nagoya-u.ac.jp

$$\lambda_\gamma = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \quad (2-2)$$

レーザーの電場 $E_0$ は以下の電磁場のエネルギーの式から求める。

$$U = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 \cdot V \quad (2-3)$$

ここで、 $U$ はレーザーのパルスエネルギーを、 $V$ はレーザーの一つのパルスの体積をあらわす。

また、 $JJ$ は以下で与えられる。

$$JJ = J_0 \left( \frac{K^2}{4 + 2K^2} \right) - J_1 \left( \frac{K^2}{4 + 2K^2} \right) \quad (2-4)$$

以上の(2-2),(2-3),(2-4)より、モジュレータによる電子エネルギーの最大変化量 $\delta E$ は 9.7 MeV と算出された。これは十分に大きく、実際に UVSOR-III のエネルギーアクセプタンスを上まわっている。したがって、以後の計算上ではエネルギー変調はエネルギーアクセプタンスである 6 MeV を用いることにする。

エネルギー変調を与えられた電子がバンチャーによって位相をどれくらい前進もしくは後退させるかは、 $R_{56}$ によって決められる。

バンチャー電磁石の強度を変えることで、 $R_{56}$ はコントロールできる。また、バンチングの強度は次の Bessel 関数を用いた以下の式

$$a_n = J_m \left( m \frac{2\pi R_{56} \delta E}{\lambda_l E} \right) \quad (2-5)$$

で与えられる。ここで  $m$  は高調波の次数である。高調波の次数ごとに最大のバンチングを起こせられる  $R_{56}$  は異なるが、例えば 3 次高調波の場合の  $R_{56}$  は、17.8  $\mu\text{m}$  と求められた。

ここまで求められたエネルギー変調および密度変調の効果を表す値をもとに、CHG の単位当たりの放射エネルギー、全放射エネルギーを求める。CHG の単位放射エネルギーおよび全放射エネルギーはそれぞれ以下の式から求められる。

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = (a_n \delta E \delta \varphi N_e)^2 \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \Big|_0 \quad (2-6)$$

$$W_n = \frac{(a_n \delta E \delta \varphi N_e)^2 \lambda_L^2 c}{\sqrt{2} n^2 \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \Big|_0 \quad (2-7)$$

$a_n$  はモジュレーションおよびバンチングの効果を表すもので、放射強度が最も強くなるようにバンチャー強度を調整すると仮定して求めた。

ここで電子バンチ中の一つの電子から放射される放射エネルギーは(2-8)から算出される。

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \Big|_0 = \frac{N_r^2 \gamma^2 e^2}{4\pi \epsilon_0 c} F_n(K) \quad (2-8)$$

(2-6)で用いている、3 次高調波の電子ビームのエネルギー広がりによる減衰因子 $\delta_{\delta E}$ の値を求める。 $\delta_{\delta E}$ は以下に示す(2-9)のように表される。

$$\delta_{\delta E} = \exp \left\{ -\frac{n^2}{2} \left( \frac{2\pi \alpha \sigma_e L_b}{\lambda E} \right)^2 \right\} \quad (2-9)$$

また、3 次高調波の電子ビームの角度広がりによる減衰因子 $\delta_\varphi$ は(2-10)で表される。

$$\delta_\varphi = c \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{a}} \sqrt{\frac{1+B}{2B^2}} = \sqrt{\frac{1+B}{2B^2}} \quad (2-10)$$

電子数 $N_e$ は電子ビームが 10 mA 蓄積されている場合を考えた。全立体角および全周波数における放射エネルギーは、以下の値である。

$$W_3 = 3.14 \cdot 10^{-9} J \quad (2-11)$$

これらの放射エネルギーは、蓄積リングを周回するビーム電流に依存する。全放射エネルギーとビーム電流の関係を Figure 2 に示す。

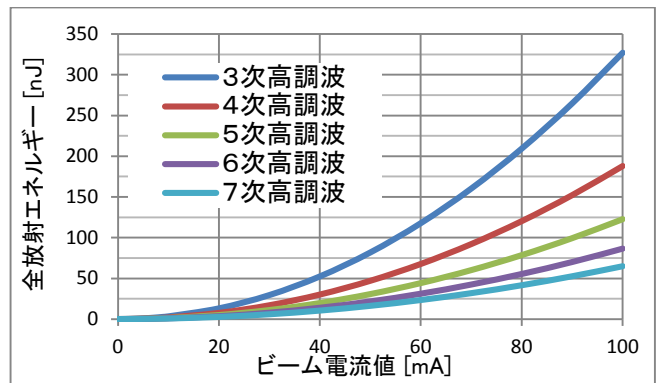


Figure 2: Relationship of the beam current and radiant energy.

電子ビームが 50 mA を超えた領域ではいずれの次数のパルスエネルギーは 10 nJ を超え、ユーザー利用に使える見込みである。

### 3. 真空紫外域の CHG 観測系

これまで UVSOR-III において測定されている高調波は、空気中での測定が可能である波長 266 nm の 3 次高調波までである。これより高次の高調波を測定するためには真空中での測定系を構築する必要があり、現在 UVSOR U1 ビームラインにおいて真空紫外域測定系を設置中である。

測定系は主に二つのミラーチャンバーと分光器によって構成されている。概略図と実際の写真を Figure 3,4 に示す。

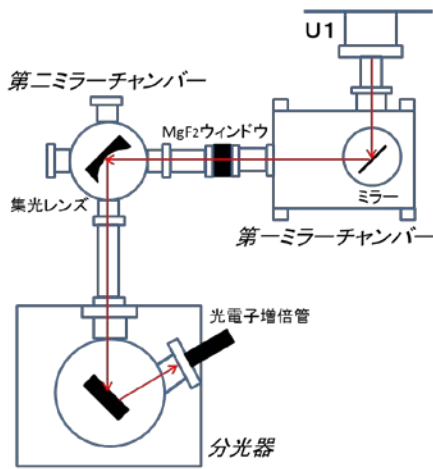


Figure 3:

Overview of the VUV CHG measurement system.

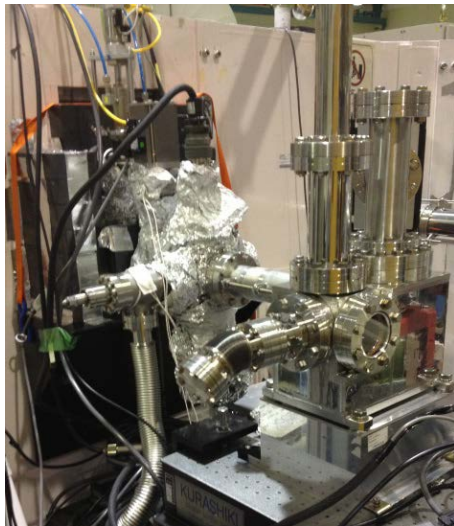


Figure 4: Picture of the VUV measurement system.

ストレージリングと接続されている第一ミラーチャンバーと第二ミラーチャンバーを波長 133 nm までの光を透過する MgF<sub>2</sub> ウィンドウで区切った。これは、第二ミラーチャンバー以降を超高真空系から区切り、測定系の光学器具等の調整を可能とするためである。また、真空紫外光の分光に瀬谷波岡型分光器を用いる。

使用する分光器は真空光学社製、VMK-200-UHV である。入射角 64 度の瀬谷・波岡型であり、溝本数 2400 本/mm のプラチナコート球面回折格子を用いている。この分光器で計測可能な波長範囲は 50~300 nm である。この分光器の分解能測定を、水銀灯を入射光として用いて行った。

測定は、水銀灯の 253.65 nm のスペクトルピークを中心に約±1 nm の区間を 0.025 nm 間隔で分光し、その強度を測定していった。分光器のスリット幅を変化させていき、スペクトル幅(FWHM)を求めた。Figure 5 にスリット幅とスペクトル幅の関係をまと

めたもの示す。今回の測定結果から、0.14 nm 程までの分解能で測定可能であることが分かった。

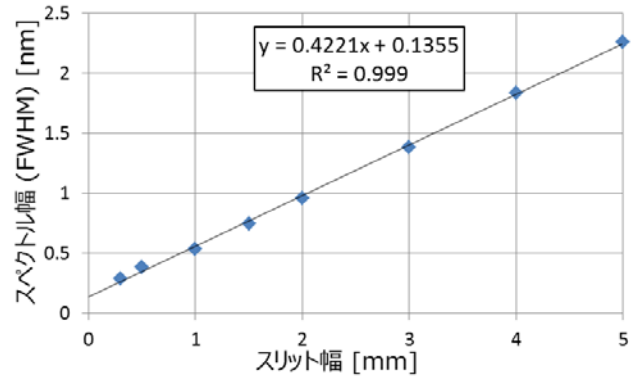


Figure 5: Relationship of the slit width and spectral width.

次に、予想される CHG のスペクトル幅を求める。CHG のスペクトル幅 $\Delta\lambda$ は以下の式から求めた。

$$\Delta\lambda \geq \frac{k}{c\Delta t} \lambda^2 \quad (3-1)$$

CHG のスペクトルがガウス分布であるとし、k を 0.441 とした場合の、各高調波のフーリエ限界パルス幅をまとめたものを Figure 6 に示す。

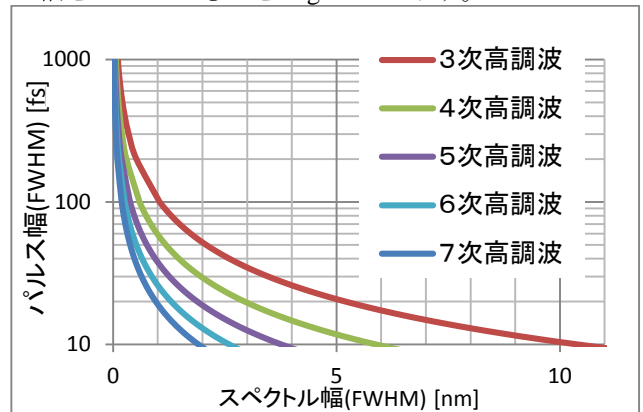


Figure 6: Spectral width and characteristics Fourier limited pulse width.

CHG のパルス幅を入射シード光のパルス幅である 100 fs での 7 次高調波のフーリエ限界パルス幅は 0.19 nm と予想されるので、今回使用する分光器は 7 次高調波まで対応する分解能を有することが分かった。

#### 4. 入射シード光

入射シード光に非線形結晶を使った高調波を用いると、高い発生効率での CHG を期待できる。Figure 7 にその予測を示す<sup>[3]</sup>。

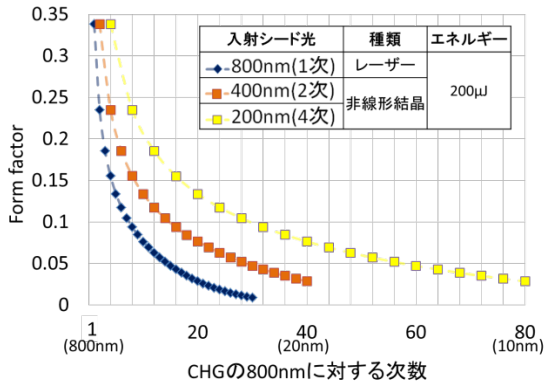


Figure 7: CHG relative intensity versus harmonics with different order of harmonics of Ti:Sa laser.

レーザーと非線形結晶を用いて、高調波の発生実験を行った。レーザーは Coherent 社のチタンサファイアレーザーシステムを用いた。再生増幅器 (Legend)によりパルスエネルギー2.5 mJ、繰り返し周波数 1 kHz に増幅された、波長 800 nm の光を用いた。また、非線形結晶には BBO( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>)結晶を使用した。この結晶は、高い変換効率を有していることが知られていて、190 nm から 3500 nm までの広い透過性波長域を持ち、800 nm のレーザーに対しては 3 次高調波の 266 nm までの発生が可能である。

2 次, 3 次高調波を実際に発生させ、それらの変換効率を求めた。

2 次高調波は BBO 結晶の厚み 0.5 mm の時に変換効率 58 % で最大となった。また、2 次高調波のパルス長をクロスコリレーションによって求め、130 fs だと分かった。時間波形を Figure 8 に示す。

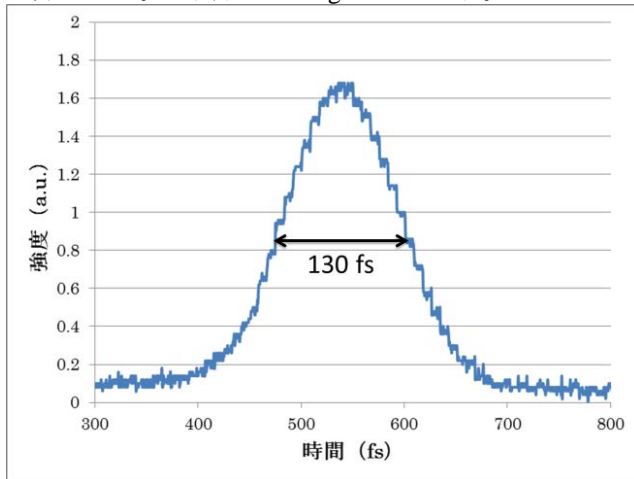


Figure 8: Time waveform of the second harmonic.

3 次高調波は、基本波(800 nm)と 2 次高調波(400 nm)の和周波で発生させ、最大 9.5 % の変換効率となった。入射強度と変換効率の関係を Figure 9 に示す。

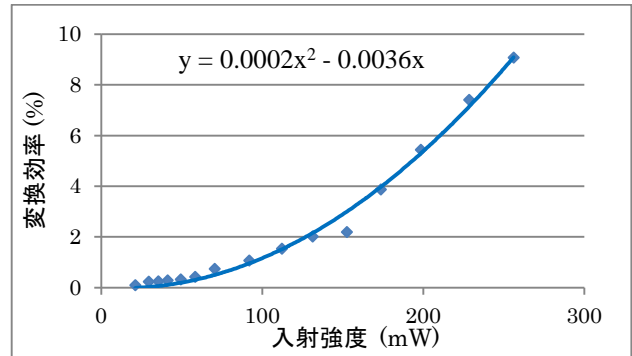


Figure 9: Relationship of conversion efficiency and incident intensity.

## 5. まとめ・今後

今回、UVSOR- III における真空紫外域コヒーレント高調波の光源開発を目的として、理論計算を行った。さらに、真空紫外光測定系の構築を行い分光器の性能評価を行った。

また、入射シード光に非線形結晶を使った高調波を用いるために、実際に 2 次, 3 次高調波を発生させ、性質を測定した。

今後、測定系の構築を完成させた後に CHG の観測を行う予定である。また、入射シード光に高調波を用い、通常のレーザーの入射シード光との比較を行い、強度の強い真空紫外領域の CHG 発生を目指す。

## 謝辞

UVSOR におけるコヒーレント光源開発実験ステーションの建設と立ち上げは「文部科学省量子ビーム基盤技術開発プログラム」のもとに行われています。

## 参考文献

- [1] Sverker Werin, "Undulator physics and coherent harmonic generation at the MAX-lab electron storage ring" LUNTDX/(NTMX-1002)/1-207/(1991)
- [2] Y. Uematsu et al. Proceedings of the 9th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (August 8-11, 2012, Osaka, Japan)
- [3] N. Wasa et al. Proceedings of the 8th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (August 1-3, 2011, Tsukuba, Japan)