

の後、半導体光増幅(SOA)によって種光レーザーの繰り返し周波数を 114 MHz から 10.38 MHz にピックアップする。全てのファイバーアンプの後に、パルスピッカーとして電気光学モジュール(EO)が採用され、繰り返し周波数を 1-25 Hz に減少させる。

ファイバー増幅では、 μJ 以上のパルスエネルギーを増幅すると非線形効果による制限があるため、mJ 高レベルのパルスエネルギーを得るために、Nd:YAG 固体増幅システムが採用されている。電子生成手段を多様化するため、レーザーラインは二つ用意している。二列のレーザービームを同時に電子銃に注入することで、より高い電荷とより良いエミッタンスの電子ビームを生成できる。そして、スタディ実験で各レーザーラインの単独運転も対応できる。ファイバー増幅段の後、ビームスプリッターでシグナル信号を2つの等しい部分に分割し、各レーザーラインにはそれぞれ5段階のダイオード励起固体(DPSS) Nd:YAG で増幅する。その主増幅により、約 30 mJ レベルのピコ秒(ps)パルス光源を得ることができる。増幅中にポッケルスセル(P.C.)を導入し、パルスにシングル・ダブルバンチ信号の切り替えを実現している。

増幅した基本波パルスを第二高調波変換(SHG)で 532 nm の2倍波に変換し、トランスポートラインで地下トンネルに伝搬させる。電子銃の近くに、二回目のSHG変換により、最終的に mJ レベルの 266 nm UV 光源を得ることができる。

焦点距離 1.0 m のレンズと DOE の組み合わせにより、カソード表面に入射ビームの空間プロファイルがフラットトップ分布に再構築された。空間分布を整形することで、2 nC の電子ビームで最小のエミッタンス測定結果を得た。

縦方向のプロファイル改善は、一般的に空間プロファイルの整形よりも低エミッタンスビームの実現に大きく寄与する。次は、時間軸のパルス整形を開発している。

3. コヒーレントパルススタッキング法による時間幅の制御

3.1 原理

近年、いくつかのパルスの時間領域整形技術が開発された[3, 4]。その中で、効率的かつ安定してピコ秒レベルのフラットトップパルスを生成できるシンプルでコンパクトな装置が求められている。

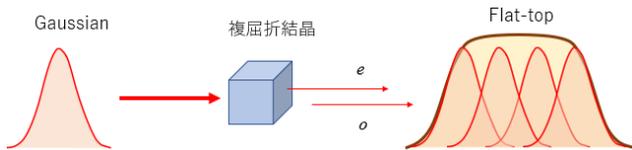


Figure 2: Stacking of replicas of the Gaussian input pulses.

パルススタッキング法では複屈折結晶の特性を利用して、入力パルスを多数の相互に遅延したパルスに分割する。多数の結晶列で回転角を調整することにより、特定の位相関係の複製パルス列を作成される[5, 6]。これらのパルスは、フィルターの出力偏光子で干渉し、整形された一つの出力パルスを形成する(Fig. 2)。結晶の角度を調整することで、入力パルスコピーの強度と位相を微

調整することができる。

一つの複屈折結晶に入力パルスは通常光と異常光に対応する2つのパルスに分割される。分割の比率は、回転角 θ によって決定される。偏光成分によって屈折率が異なるため、通常光と異常光が群速度 $v_{g,o}$ と $v_{g,e}$ で長さ l の結晶を通過する際に、遅延 Δt

$$\Delta t = l_{crystal} \left(\frac{1}{v_{g,e}} - \frac{1}{v_{g,o}} \right) \quad (1)$$

が生じる。

挿入される複屈折結晶は複数個でも可能である。各結晶の回転角は

$$\theta_n = \frac{45^\circ}{N} \cdot (2n - 1) \quad (2)$$

で決める。ここで、 N は結晶の数、 n は結晶の順番である。

3.2 予備実験

パルススタッキング法では複数の時間コヒーレントパルスをもつ一つのパルスに重ね合わせる必要があるが、重ね合わせた後のパルス幅が元パルスより広がる。このため、重ね合わせる前にレーザーパルスを再圧縮し、重ね合わせ後のパルス幅を現在のパルス幅に保つ必要がある。

Nd 系のレーザー増幅システムは利得帯域が比較的狭く(~ 0.6 nm)、フーリエ限界パルス(最短パルス)は 10 ps レベルに限られる。さらに、増幅システムにおける制御や増幅により、シグナルのスペクトル幅が損失し、最短パルス幅が広がることは避けられない。したがって、現レーザーシステムのパルスをリミットまで圧縮し、最短パルスの値を測定する必要がある。

Nd:YAG 固体増幅後に、自己相関法(Auto-correlation)を用いてパルスの時間幅を測定した。Figure 3a のように、パルスはガウス(Gaussian)形半値全幅(FWHM)の 22 ps (自己相関パルス幅 34 ps)を得る。この結果はストリークカメラで測定した結果とほぼ一致である。テストとして、レーザー出力と自己相関装置の間に回折格子対を平行に設置し、レーザーパルス中の正分散を補償してみた。回折格子対の各間隔距離によってパルス幅を測定し、パルス幅が最短になる回折格子対距離を特定した。Figure 3b のように、最短パルス幅 12 ps (自己相関パルス幅 18 ps)を得るための回折格子対距離が 260 mm でした。

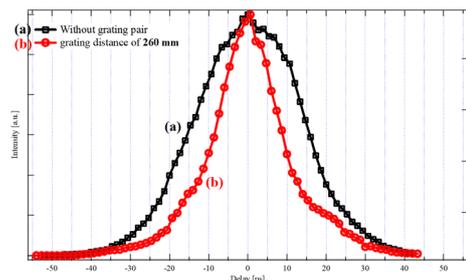


Figure 3: Auto-correlation of the amplified laser pulse without and with grating pair compressed.

ps レベルパルス幅に対して、大きな時間差をつけるためには、適切な複屈折結晶が必要である。Yttrium Orthovanadate (YVO₄) 結晶は、より屈折率差が大きく、都合の良い結晶であることが分かっている。

使用した複屈折 YVO₄ 結晶の Sellmeier 式は次に示す。

$$n_o = \sqrt{3.77834 + \frac{0.069736}{\lambda^2 - 0.04724} - 0.0108133 \cdot \lambda^2} \quad (3)$$

$$n_e = \sqrt{4.59905 + \frac{0.110534}{\lambda^2 - 0.04813} - 0.0122676 \cdot \lambda^2} \quad (4)$$

n_o および n_e はそれぞれ通常光と異常光の屈折率である。中心波長 1064 nm の場合、

$$1/v_{g,o} = 1.99767/c \quad (5)$$

$$1/v_{g,e} = 2.22059/c \quad (6)$$

結晶長と時間遅延の関係は

$$\frac{\Delta t}{l_{crystal}} = \frac{0.22292}{c} = 0.744 \frac{ps}{mm} \quad (7)$$

に示す。

12 ps のレーザーパルス幅は複屈折 YVO₄ 結晶に透過すると想定し、パルス幅を 22 ps に整形するためには、通常光と異常光の時間差が 14 ps 必要である。Eq. (7)を用いて YVO₄ 結晶長が約 19 mm であることが分かる。結晶の製作精度が mm 単位以下では難しいため、結晶の長さを精密に調整する代わりに、結晶の入射角度を調整して実効的な光路長を微調整する方法が考えられる。

3.3 レーザーシステムの改造

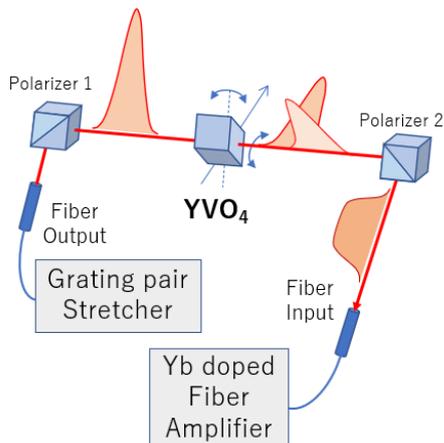


Figure 4: The setup of the single birefringent filter.

ファイバー増幅の部分では、スペクトル幅を調整するために回折格子対を設置している (Fig. 1)。この回折格子対の距離を 260 mm 増加させることで、パルス幅を最短パルスに圧縮した。その後、パルススタッキングを実施した。

Figure 4 は、パルス整形器の設定を示している。2つの偏光子 (Polarizer 1 と Polarizer 2) の間に、19 mm の単軸複屈折 YVO₄ 結晶が配置されている。Eq. (2)に基づき、YVO₄ 結晶の回転角を 45 度に設定し、2 つの偏光成分が同強度になるように調整した。この設置により、理想的にはパルスの形が完全にフラットになるが、実際にパルススタッキング後の増幅システムによってフラットのバランスがずれることがある。そのため、増幅後の最終パルス形に応じて、YVO₄ 結晶軸の角度を微調整する必要がある。

パルススタッキングによるエネルギーロスが 80%以上になるため、もう一台のファイバー増幅器をパルススタッキングと SOA パルスピッカーの間に挿入し、パルスエネルギーを補償した。この追加の増幅器により、パルスエネルギーの損失を補い、最適なパルス形状を維持することができる。

3.4 レーザー測定結果

パルススタッキングの効果を検証するため、Fig. 2 の測定と同じ条件で、Nd:YAG 固体増幅後のパルスの時間幅は自己相関法を用いて測定した。

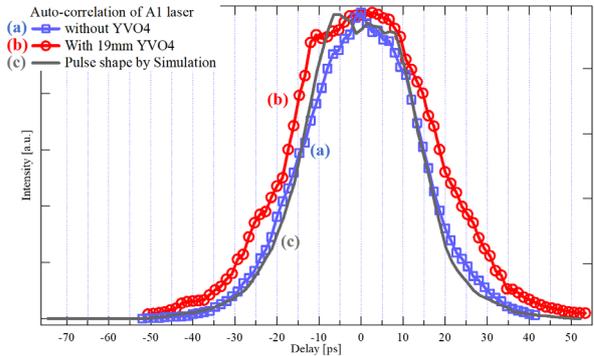


Figure 5: Auto-correlation of the amplified laser pulse without and with pulse stacking.

Figure 5 に示すように、パルススタッキングを設置する前後でのパルス幅の測定結果を示す。二つのガウスパルス(a)を重ね合わせた結果、中心部分にフラットトップ形状(b) が得られたことを確認した。計算による理想的なパルス形状(c)と比較すると、実際のパルス幅は一致しており、約 2 ps 広がっている。これは増幅段階で未補償のチャープが発生したと考えられる。この幅の差が電子を生成した後にシケイン(Chicane)で圧縮することで調整可能である。

3.5 矩形パルスの整形

少数のガウス型パルスを重ね合わせると、パルスの中心部分はフラットトップになるが、裾部分で垂直なエッジを実現するのが難しい。そのため、より効果的な方法は、スリットを使用してパルス両端の余分な部分を切除することで考えられる。このスリットはレーザー一部分に設置する

のは難しいが、電子銃の後にあるシケインに設置することができる。

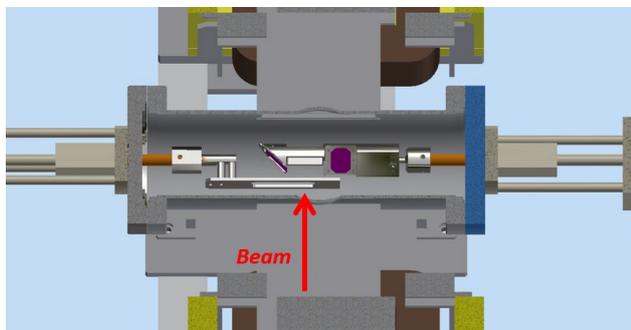


Figure 6: The setup of the slit in the chicane.

Figure 6 のように、シケインを構成する偏向電磁石の間にスクリーンとスリットを設置している。水平方向にスクリーンのフレームおよびスリットを調整することで、シケイン上流からのバンチの両端の裾部分を切り取ることができる。これにより、矩形に整形されたバンチがシケイン下流へ送られることになる。

3.6 パルススタッキング前後レーザー増幅の変化

ファイバー段階でパルス幅を回折格子対で圧縮したため、パルススタッキングを導入したパルスの形を調整しましたが、パルス幅は元のパルス幅からほとんど変わらない。したがって、増幅中に異常は観測されなかった。フラットトップ形はガウス形に比べてピーク強度が低く、非線形効果が少ないため、各段階の増幅効率及び SHG の変換効率が若干向上した。

しかし、ポッケルスセルでシングルバンチモードからダブルバンチモードに変換すると、最終的に増幅された 2 番目のパルスの強度が 1 番目のパルスよりも弱くなる問題が発生した。パルススタッキングで 2 つのパルスを 1 つに重ねるため、ダブルバンチモードでは 4 個のパルスが連続的に Yb:YAG 増幅モジュールのポンプエネルギーを消費する。その結果、後ろのパルスの増幅量が減少す

ると考えられる。この現象は最終の 5 段目増幅で見られるため、5 段目の Yb:YAG モジュールをより大口径高強度モジュールにアップグレードする予定である。

4. まとめ及び今後の予定

SuperKEKB の HER リングには、電子銃用励起レーザーの進化で出力が増やして、バンチ電荷も増加した。それに伴い空間電荷効果によるエミッタンスの悪化を抑えるため、レーザー強度を均一化し、円筒型の 3 次元パルス形状を目指す。DOE で空間プロファイルの整形に成功し、パルススタッキング法で時間軸パルス形状も制御した。

レーザー光源を整形した後、シケイン調整およびビームの軌道調整により、低エミッタンス効果の実現が期待される。

参考文献

- [1] X. Zhou *et al.*, “Upgrade of electron beam generation system for Phase-III commissioning of SuperKEKB project”, Proc. 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (PASJ2019), Kyoto, Japan, Jul.-Aug. 2019, pp. 487-490.
- [2] R. Zhang *et al.*, “Laser system for SuperKEKB RF gun and its multi-functionalized application”, Proc. 19th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (PASJ2022), Kitakyusyu (Online meeting), Japan, Oct. 2022, pp. 668-670.
- [3] J. Yang *et al.*, “Low-emittance electron-beam generation with laser pulse shaping in photocathode radio-frequency gun”, J. Appl. Phys 92,1608-1612(2002).
- [4] S. Coudreau *et al.*, “Ultraviolet acousto-optic programmable dispersive filter laser pulse shaping in KDP”, Opt. Letters, Vol.31 (2006), 1899-1901.
- [5] I. Will *et al.*, “Generation of flat-top picosecond pulses by coherent pulse stacking in a multocrystal birefringent filter”, Opt. Express, Vol.16 (2008), 14922-14937.
- [6] I. Will *et al.*, “Generation of flat-top picosecond pulses by means of a two-stage birefringent filter”, Nucl. Instr. Meth., A 594 (2008), 119-125.