

Wstęp do Optyki i Fizyki Materii Skondensowanej

Część I: Optyka, wykład 8

wykład: Piotr Fita
pokazy: Andrzej Wysmołek
ćwiczenia: Anna Grochola, Barbara Piętka

Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski

2013/14

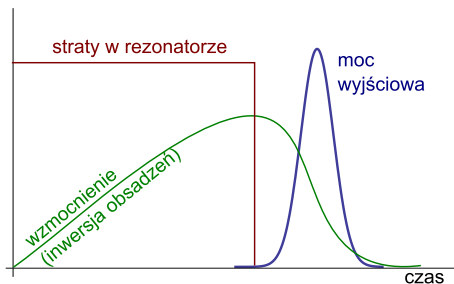
Plan

1 Lasery impulsowe

2 Optyka nieliniowa

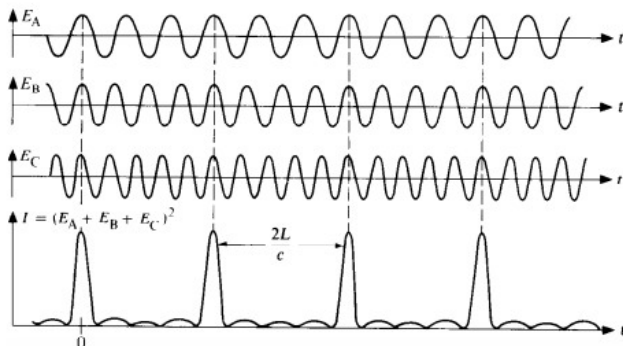
Przełączanie dobroci rezonatora (*q-switching*)

- W zablokowanym rezonatorze wzmocnienie narasta powyżej progu akcji laserowej (nie ma efektu nasycenia)
- Po odblokowaniu rezonatora powstaje silny impuls laserowy ($\sim 1-100$ ns)
- Przełączanie strat w rezonatorze szybką migawką akustooptyczną lub elektrooptyczną



Synchronizacja modów

- Wiele modów wzbudzonych w zgodnej fazie
- Natężenie światła w postaci ciągu impulsów



Mechanizm synchronizacji modów

Soczewka kerrowska

- Poprzeczny rozkład natężenia światła w wiązce laserowej:

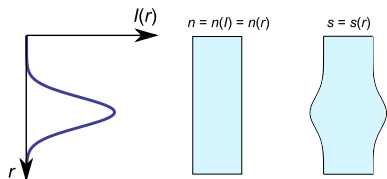
$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}}$$

- Zależność współczynnika załamania od natężenia światła:

$$n(I) = n_0 + n_2 I$$

$$n(r) = n_0 + n_2 I_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}}$$

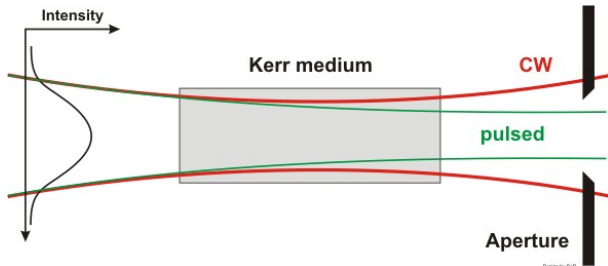
- Droga optyczna w ośrodku o grubości d : $s = n(r) \cdot d$



Wiązka propaguje się w indukowanej światłem soczewce skupiającej

Kerrowska synchronizacja modów

- Natężenie światła w impulsach jest rzędy wielkości większe niż w pracy ciągłej
- Soczewka kerrowska działa tylko w pracy impulsowej
- Straty na aperturze są mniejsze w pracy impulsowej



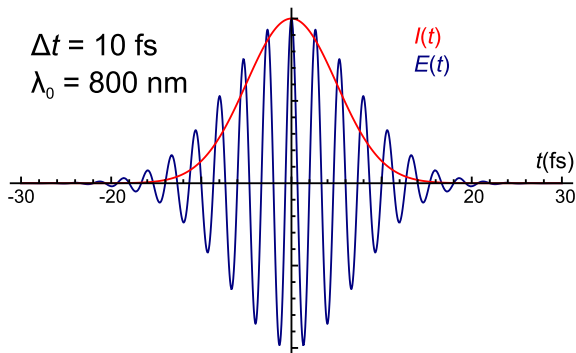
Lasery z synchronizacją modów

Lasery szafirowy

- Impuls gaussowski o czasie trwania 10-100 fs

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{2\Delta t^2}} e^{i\omega_0 t}$$

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t^2}{\Delta t^2}}$$



Własności impulsów femtosekundowych z lasera szafirowego

- Widmo impulsu:

$$\tilde{I}(\omega) = \tilde{I}_0 e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega^2}}$$

$$\Delta\omega = \frac{1}{\Delta t}$$

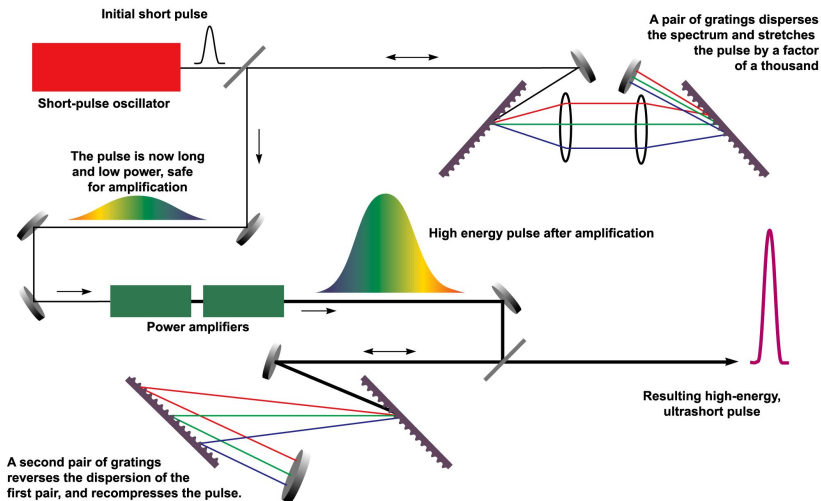
- Częstość repetycji ~ 100 Mhz – 1 GHz
- Moc w impulsie P_{imp} a moc średnia P_{sr} :

$$P_{imp} = \frac{T}{\Delta t} P_{sr}$$

- Dla $T = 10$ ns, $\Delta t = 10$ fs, $P_{sr} = 1$ W:

$$P_{imp} = 1\text{MW}$$

Wzmacnianie impulsów femtosekundowych



Parametry impulsów ze wzmacniacza

Wzmianiacz Coherent Legend Elite Duo (pok. 211):

- $\Delta t = 50$ fs, $T = 0.2$ ms, $P_{sr} = 10$ W
- Moc szczytowa $P_{imp} = 40$ GW
- Natężenie światła po zogniskowaniu do plamki o promieniu $r = 10\mu\text{m}$:

$$I_{imp} = \frac{P_{imp}}{\pi r^2} \approx 1.3 \cdot 10^{20} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

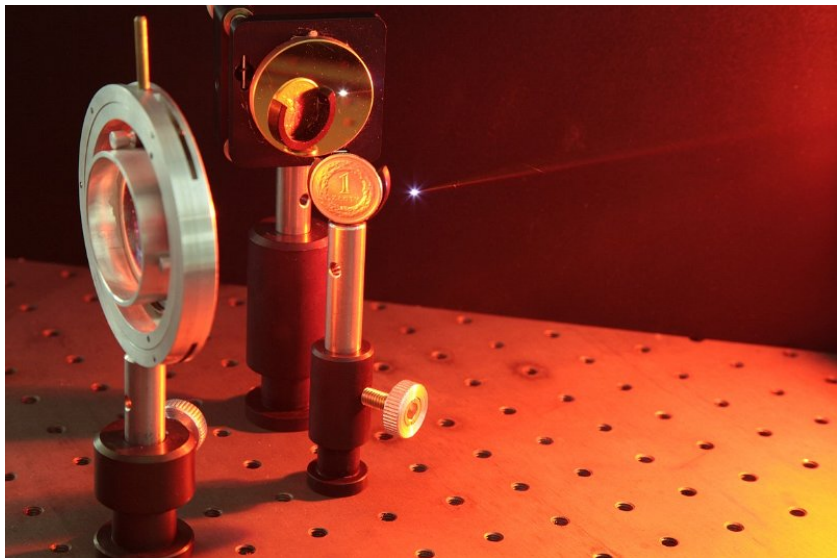
- Natężenia pola elektrycznego w ognisku:

$$E_0 = \frac{2I_{imp}}{\epsilon_0 c} = 3.1 \cdot 10^{11} \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

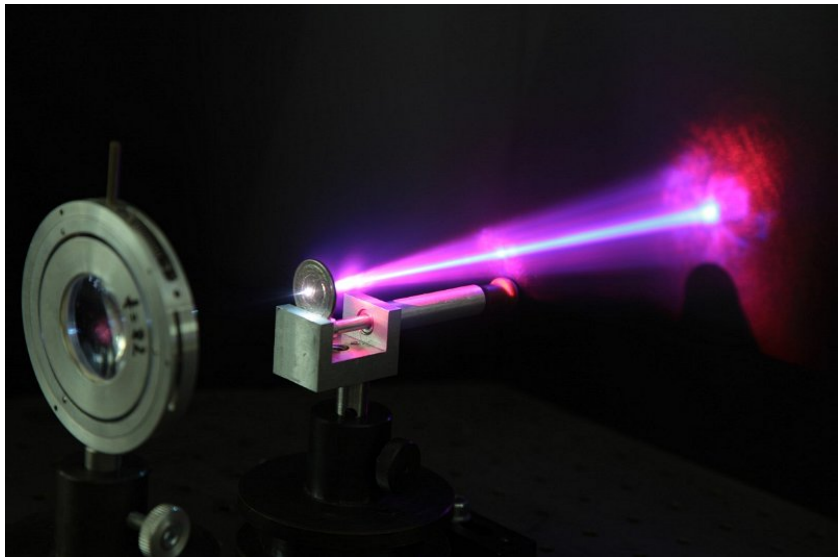
- Natężenie pola elektrycznego w atomie wodoru:

$$E_H = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{a_0^2} = 5.8 \cdot 10^{11} \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

W ognisku wiązki wzmacniacza



W ognisku wiązki wzmacniacza



Nieliniowa polaryzacja

oscylator
harmoniczny



oscylator
anharmoniczny



$$F(x) = -kx \quad F(x) = -k(x + a_2x^2 + a_3x^3 + \dots)$$

- Polaryzacja ośrodka pod wpływem elektrycznego:

$$P = \epsilon_0 \left(\chi E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots \right) = P_1 + P_{NL}$$

- $\chi^{(m)}$ – podatność nieliniowa m -tego rzędu
- P_{NL} – polaryzacja nieliniowa

Generacja drugiej harmonicznej

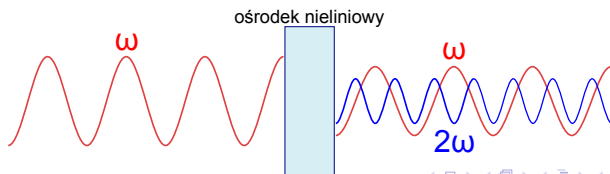
- Fala płaska o częstotliwości ω_0

$$E(t) = E_0 \cos \omega_0 t = \frac{E_0}{2} (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t})$$

- Polaryzacja nieliniowa drugiego rzędu

$$\begin{aligned} P_{NL} &= \epsilon_0 \chi^{(2)} E(t)^2 = \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{4} (e^{2i\omega_0 t} + e^{-2i\omega_0 t} + 2) = \\ &= \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{2} (\cos 2\omega_0 t + 1) \end{aligned}$$

- Polaryzacja nieliniowa oscyluje z częstotliwością $2\omega_0$ – emisja fali E-M o podwojonej częstotliwości



Generacja drugiej harmonicznej

Pierwsza obserwacja drugiej harmonicznej:

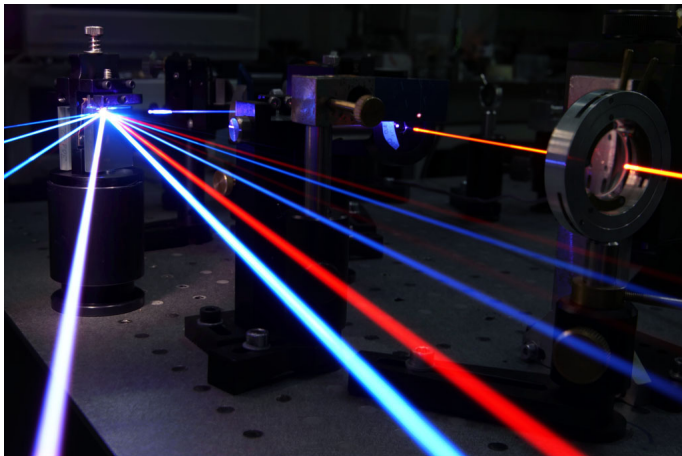


FIG. 1. A direct reproduction of the first plate in which there was an indication of second harmonic. The wavelength scale is in units of 100 Å. The arrow at 3472 Å indicates the small but dense image produced by the second harmonic. The image of the primary beam at 6943 Å is very large due to halation.

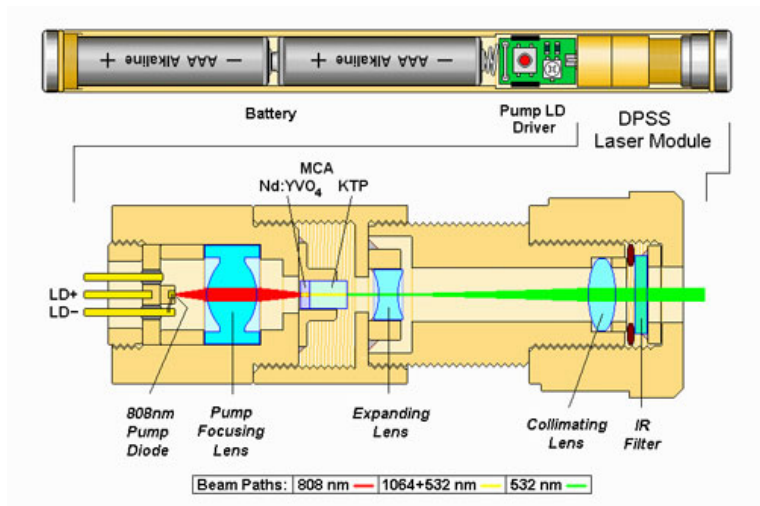
[P. Franken *et al.*, Phys. Rev. Lett. **7**, 118-120 (1961)]

Generacja drugiej harmonicznej

Wiązka za kryształem nieliniowym rozszczepiona w siatce dyfrakcyjnej



Wskaźnik laserowy



[wikipedia.org]

Generacja sumy i różnicy częstotliwości

- Na ośrodek padają dwie fale:

$$E_1(t) = E_0 \cos \omega_1 t = \frac{E_0}{2} (e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t})$$

$$E_2(t) = E_0 \cos \omega_2 t = \frac{E_0}{2} (e^{i\omega_2 t} + e^{-i\omega_2 t})$$

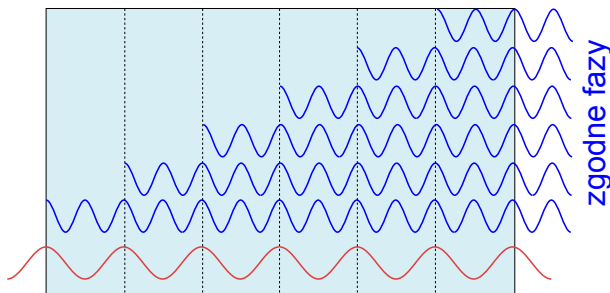
- Polaryzacja nieliniowa drugiego rzędu:

$$\begin{aligned} P_{NL} &= \epsilon_0 \chi^{(2)} (E_1(t) + E_2(t))^2 = \dots \\ \dots &= \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{2} [2 + \cos 2\omega_1 t + \cos 2\omega_2 t + \\ &+ \frac{1}{2} (\cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_1 - \omega_2)t)] \end{aligned}$$

Dopasowanie fazowe

na przykładzie generacji drugiej harmonicznej

Jeśli $n(\omega) = n(2\omega)$, to $\lambda_{2\omega} = \frac{1}{2}\lambda_{\omega}$

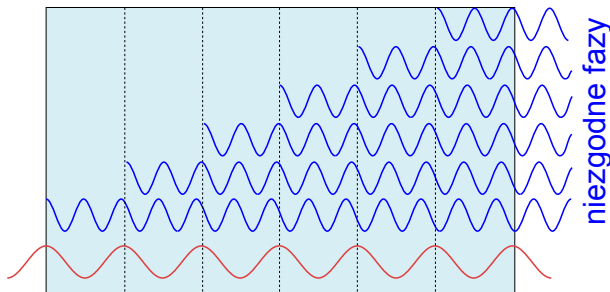


Proces generacji zachodzi wydajnie, bo pryzcynki wygenerowane w różnych miejscach kryształu dodają się w fazie (**idealne dopasowanie fazowe**)

Dopasowanie fazowe

brak dopasowania

Zazwyczaj $n(\omega) < n(2\omega)$, czyli $\lambda_{2\omega} < \frac{1}{2}\lambda_\omega$



Proces generacji zachodzi z małą wydajnością, bo przyczynki wygenerowane w różnych miejscach kryształu znoszą się (**niedopasowanie fazowe**)

Dopasowanie fazowe

w ośrodkach dwójłomnych

Konieczne jest zapewnienie dopasowania fazowego, $n(\omega) = n(2\omega)$

W kryształach:

promień zwyczajny

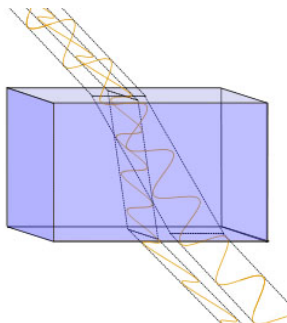
- polaryzacja \perp do osi optycznej
- $n_{\perp} = n_o$ – stałe

promień nadzwyczajny

- polaryzacja \parallel do osi kryształu
- n zależy od kąta θ pomiędzy kierunkiem wiązki a osią kryształu:

$$n_{\parallel}(\theta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta}}$$

- n pomiędzy n_o a n_e



Dla odpowiedniego θ

$$n_{\perp}(\omega) = n_{\parallel}(2\omega)$$

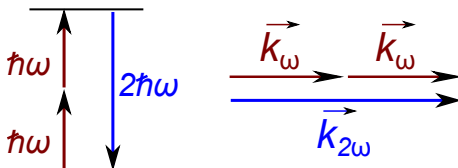
Dopasowanie fazowe

jako zasada zachowania pędu

- Pęd fotonu $\vec{p} = \hbar\vec{k}$
- Dla fotonu fundamentalnego $k_\omega = n_\omega \frac{\omega}{c}$
- Dla fotonu drugiej harmonicznej $k_{2\omega} = n_{2\omega} \frac{2\omega}{c}$
- W warunkach dopasowania fazowego $n_{2\omega} = n_\omega$:
(geometria współliniowa)

$$\vec{k}_{2\omega} = \vec{k}_\omega + \vec{k}_\omega$$

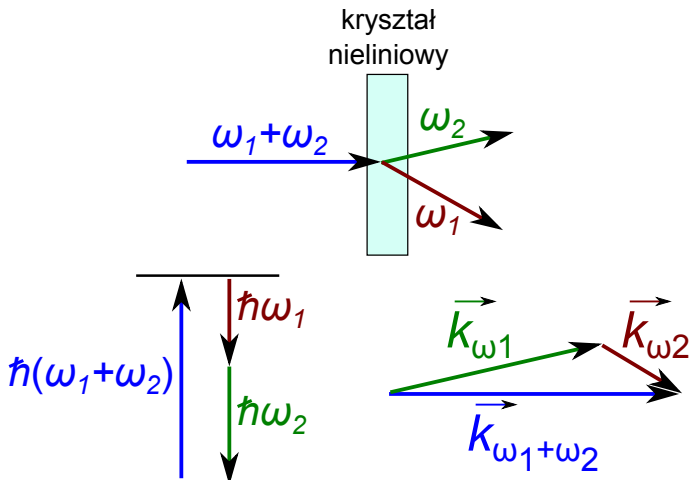
(zasada zachowania pędu)



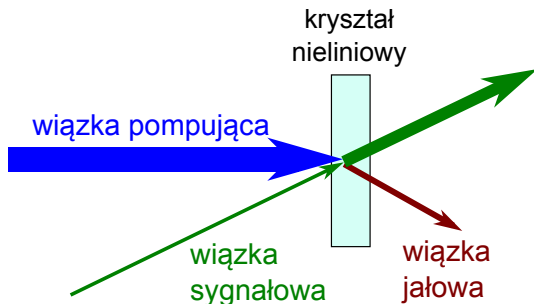
Procesy parametryczne

Parametryczna *downkowersja*

Z jednego fotonu powstają dwa o mniejszej energii



Wzmacniacz parametryczny

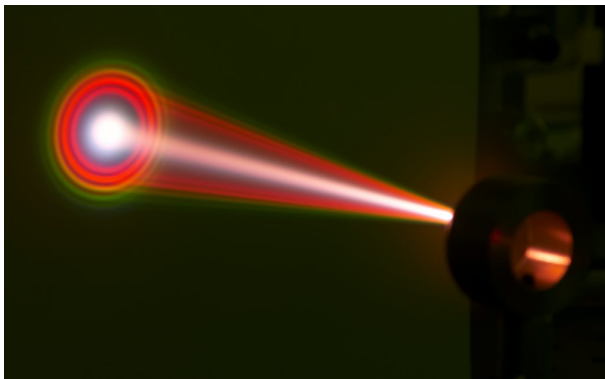


Szerokie pasmo wzmocnienia – umożliwia wzmacnianie (generację) impulsów ultrakrótkich oraz budowę układów przestrajalnych

Procesy wyższego rzędu

Generacja światła białego

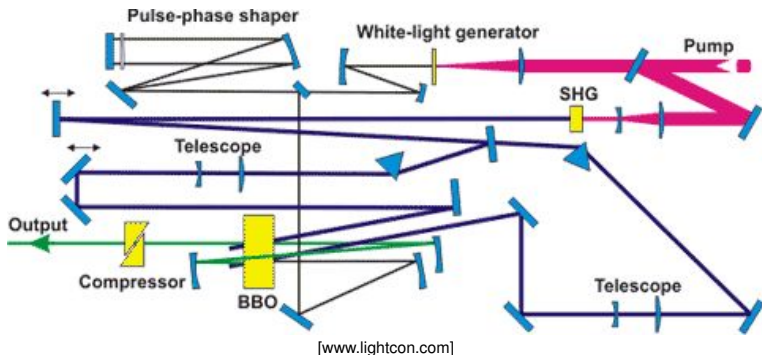
W 3 mm płytce szklanej, z wiązki impulsów 800 nm ze wzmacniacza szafirowego



Sposób na otrzymanie impulsów o bardzo szerokim widmie

Komercyjny wzmacniacz parametryczny

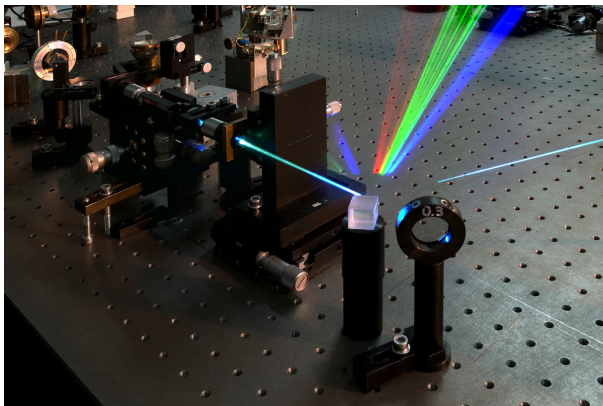
Generacja światła białego + wzmacniacz parametryczny =
przestrajalne źródło impulsów femtosekundowych



Topas-White firmy Lightconversion

Generacja światła białego w światłowodach

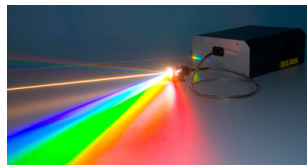
Natężenie światła wprost z lasera jest zbyt małe, by wygenerować światło białe w cienkiej płytce, ale możliwa jest generacja w światłowodach fotonicznych



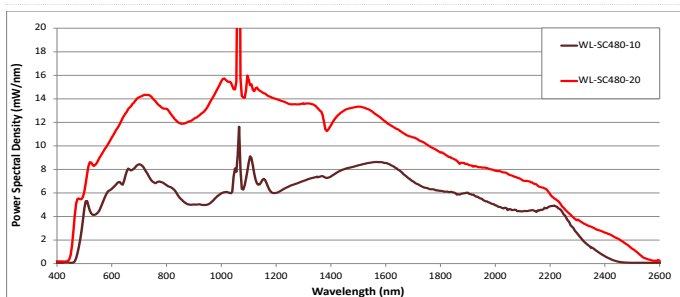
Komercyjne źródła światła białego

Fianium

Źródło światła białego w zakresie
450-2500 nm o własnościach wiązki
laserowej (spójność, kolimacja)



[www.photonicsonline.com]



[www.fianium.com]