



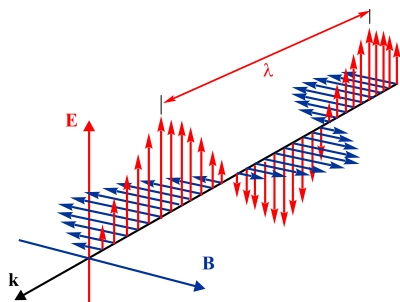
Więcej światła! Źródła promieniowania synchrotronowego

Edward A. Görlich

Instytut Fizyki UJ

Tym krótkim, jak na olbrzymi zakres zastosowań promieniowania synchrotronowego, artykułem mam nadzieję zainteresować czytelnika zarówno samym zjawiskiem, jak i możliwościami badań w wielu dziedzinach nauk przyrodniczych, jakie stwarzają współczesne synchrotronowe źródła światła. Tego rodzaju urządzenia wnoszą zasadniczy wkład w fascynujące osiągnięcia, jakich jesteśmy świadkami na drodze do uzyskania całościowego obrazu świata materialnego od poziomu subatomowego do makroskopowych własności materii skondensowanej, w tym także (a może przede wszystkim) organizmów żywych.

Światło – to pojęcie w naturalny sposób związane jest z bodajże najważniejszym źródłem informacji o otaczającym nas świecie uzyskiwanych poprzez odbieranie wrażeń wzrokowych. Natura tego nośnika informacji – fal elektromagnetycznych – okazała się być tożsama również dla form promieniowania, których początkowo w żaden sposób ze światłem, w jego potocznym znaczeniu, nie kojarzono. Około roku 1800 William Herschel odkrył, poprzez obserwację efektów cieplnych, występowanie promieniowania określanego dzisiaj jako podczerwone. Mniej więcej w tym samym czasie (1801 r.) Johan Wilhem Ritter doniósł o promieniowaniu (ultrafioletowym), które wywoływało zjawiska chemiczne (rozpad chlorku srebra). Sławne doświadczenie Thomasa Younga (1801 r.) z interferencją światła widzialnego wykazało falowy charakter tego zjawiska. Dopiero jednak na przełomie lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych XIX wieku udało się Jamesowi Clerkowi Maxwellowi sformułować teorię, która dawała konsystentny, ujednolicony obraz zjawisk elektrycznych i magnetycznych oraz przewidywała możliwość rozchodzenia się w przestrzeni zaburzeń tych pól – fal elektromagnetycznych.



Rys. 1. Przestrzenny rozkład pól \mathbf{E} i \mathbf{B} w linio-
wo spolaryzowanej fali elektromagnetycznej
rozchodzącej się w kierunku wskazanym przez
wektor falowy \mathbf{k}

Pierwsze bezpośrednie doświadczalne potwierdzenie występowania tego rodzaju promieniowania przyniosły eksperymenty Heinricha Hertza (1887 r.) dotyczące fal radiowych, a więc z obszaru fal długich (λ rzędu metrów) (por. „Kącik eksperymentatora”, *Foton* nr 80, Wiosna 2003). Teoria Maxwella wydawała się dawać kompletny i zamknięty opis zjawisk elektromagnetycznych. Okazało się jednak, że natura światła (od tego momentu używamy tego terminu, tak jak rozumiany jest obecnie w fizyce, na określenie promieniowania elektromagnetycznego o dowolnej długości fali λ – nie tylko z obszaru widzialnego ($350 \text{ nm} < \lambda < 700 \text{ nm}$)) jest bardziej złożona. Pewne doświadczenia przeprowadzone na początku XX wieku (efekt Comptona, zjawisko fotoelektryczne) w sposób przekonywający demonstrowały, że wykazuje ono również cechy korpuskularne (cząsteczkowe, strukturę „ziarnistą”). Sformułowana w drugiej połowie lat dwudziestych ubiegłego wieku teoria kwantowa uwzględnia te dwa trudne do pogodzenia z punktu widzenia klasycznej fizyki aspekty promieniowania elektromagnetycznego: falowy i korpuskularny. Ten ostatni opis posługuje się pojęciem kwantu promieniowania świetlnego (fotonu), którego energia związana jest z częstotliwością (ν), a zatem i długością fali (λ), czyli wielkościami falowymi, poprzez relację Einsteina: $\varepsilon = h\nu = hc/\lambda$. To bardzo szczególny rodzaj cząstek: względem dowolnego obserwatora poruszają się zawsze z prędkością światła c i cała ich energia ma naturę kinetyczną, gdyż ich masa spoczynkowa jest równa zeru. Natężenie promieniowania o określonej długości fali (czyli monochromatycznego), które w teorii Maxwella dane jest przez kwadrat amplitudy natężenia pola \mathbf{E} , $I \sim E^2$, w opisie kwantowym wyraża się przez liczbę fotonów, $I = nh\nu$.

Fale elektromagnetyczne, fotony...

Wielkości charakteryzujące falę (monochromatyczną):

Długość fali λ (m)

$$\text{Liczba falowa } |k| = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ (m}^{-1}\text{)}$$

Okres T (s)

$$\text{Częstotliwość } \nu = \frac{1}{T} \text{ (Hz) = (s}^{-1}\text{)}$$

$$\text{Prędkość } c = \frac{\lambda}{T} = \lambda \cdot \nu \text{ (ms}^{-1}\text{)}$$

Energia fotonu $\varepsilon_\gamma = h\nu$ (eV)

Natężenie fali $I \sim E^2$, $I = nh\nu$ (J m⁻²s⁻¹)

Znaczenie promieniowania elektromagnetycznego w badaniach otaczającego nas świata wynika z faktu, że oddziaływania elektromagnetyczne (plus prawa kwantowe) decydują o postaci materii w zakresie rozmiarów od powyżej jądra atomowego do obiektów makroskopowych.

Nic więc dziwnego, że przez wiele dziesięcioleci udoskonalano najrozmaitsze źródła fal elektromagnetycznych. Istotny postęp, jeśli chodzi o pożądane parametry, istotne dla metod badania materii skondensowanej, nastąpił z chwilą wykorzystania zjawiska **promieniowania synchrotronowego** – obok naturalnie konstrukcji kwantowych maserów i laserów. Te ostatnie urządzenia pracują zasadniczo (w szczególności gdy chodzi o duże natężenia) przy określonych długościach fal z obszaru mikrofalowego i okołowidzialnego. Promieniowanie synchrotronowe to fale elektromagnetyczne wysyłane przez obdarzone ładunkiem elektrycznym cząstki, które poruszają się po zakrzywionym torze, obejmujące bardzo szeroki zakres długości fal, czyli w języku fizyki kwantowej, duży przedział energii fotonów.

Występujące w otaczającym nas środowisku skale wielkości, zarówno rozmiary obiektów jak i energie oddziaływań, odpowiadają długościom fal i energiom kwantów, które pokrywa źródło promieniowania synchrotronowego. Oznacza to, że jest to narzędzie dla wielu metod związanych z różnymi obszarami widma elektromagnetycznego. W konsekwencji naturalnego rozwoju nauk przyrodniczych jesteśmy obecnie w stanie prześledzić w skali atomowej podstawy fizyczne wielu zjawisk, będących przedmiotem autonomicznych do niedawna nauk, takich jak chemia, biochemia, biologia (medycyna), mineralogia czy geologia. W badaniach tych promieniowanie synchrotronowe pełni dzięki swoim unikalnym cechom istotną rolę: wyrafinowane metody fizyczne, wykorzystujące różne przedziały widma elektromagnetycznego, dostarczają niezwykle precyzyjnych informacji o podstawowym znaczeniu w wymienionych wyżej dziedzinach. Proszę zwrócić uwagę, że nie tylko określenie *światło*, ale również pojęcie *obserwowanie* uległo nadzwyczajnemu poszerzeniu.

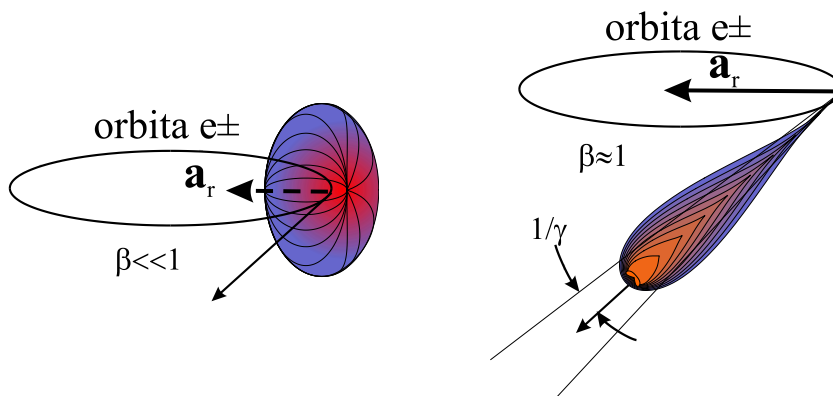
1. Promieniowanie synchrotronowe

Elektrodynamika klasyczna przewiduje, że ładunek elektryczny poruszający się z przyspieszeniem (ruchem niejednostajnym względem pewnego inercjalnego układu odniesienia) jest źródłem promieniowania elektromagnetycznego. Przyspieszenie to może być związane ze zmianą wartości prędkości w ruchu prostoliniowym cząstki i mamy wówczas do czynienia z tzw. *promieniowaniem hamowania*, bądź też może być ono wynikiem zakrzywienia toru ładunku elektrycznego i występujące promieniowanie określa się jako *promieniowanie synchrotronowe*. Całkowita moc P emitowanego promieniowania jest proporcjonalna do kwadratu

przyspieszenia i dla naładowanych cząstek o prędkościach bliskich prędkości światła ($\beta \equiv \frac{v}{c} \approx 1$) może być wyrażona przez zależność:

$$P \sim \beta^2 \frac{1}{R^2} \cdot \left(\frac{E_e}{m_0 c^2} \right)^4,$$

gdzie R jest promieniem krzywizny toru, $E_e = mc^2$ – całkowitą energią cząstki, a m_0 jej masą spoczynkową. Wielkość w nawiasie równa jest relatywistycznemu czynnikowi Lorentza $\gamma \equiv m/m_0$. Przyjmuje on przy określonej energii E_e cząstek wartość tym większą, im mniejsza jest ich masa spoczynkowa m_0 . Oznacza to, że dla zamierzonego wytwarzania promieniowania synchrotronowego korzystne jest stosowanie cząstek lekkich, a więc elektronów (lub pozytonów). Bezwymiarowy czynnik γ , który dla stosowanych energii elektronów osiąga wartość od kilku do kilkunastu tysięcy (np. przy energii elektronów 6 GeV wynosi 12 000), determinuje również stopień rozwarości „snopu” światła synchrotronowego. Rysunki 2 i 3 przedstawiają rozkład kątowy promieniowania synchrotronowego (prawdopodobieństwo emisji kwantu w określonym kierunku) w przypadku, odpowiednio, dla niskich prędkości ładunku ($\beta \ll 1$) i dla cząstki relatywistycznej ($\beta \approx 1$).



Rys. 2. Promieniowanie elektromagnetyczne ładunków, których przyspieszenie jest wynikiem zakrzywienia toru ruchu przy niewielkich ich prędkościach w porównaniu do prędkości światła ($\beta \equiv \frac{v}{c} \ll 1$) posiada rozkład kątowy zbliżony do promieniowania drgającego dipola elektrycznego

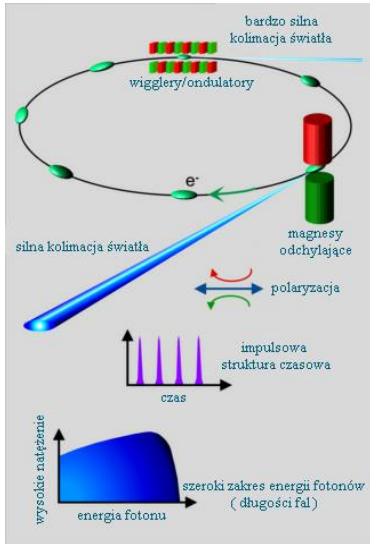
Rys. 3. Kinematyczny efekt relatywistyczny powoduje, że przy prędkościach elektronu bliskich prędkości światła ($\beta \equiv \frac{v}{c} \approx 1$) dla obserwatora w laboratorium rozkład kątowy promieniowania jest silnie skupiony w stożku o rozwarości rzędu $1/\gamma$ wokół kierunku prędkości elektronu

Zakres widmowy emitowanych fal elektromagnetycznych pokrywa bardzo szeroki przedział długości fal od promieniowania podczerwonego ($\lambda \cong 10^5 \text{ \AA}$) do długości fal charakterystycznych dla twardego promieniowania rentgenowskiego (czy też promieniowania γ , $\lambda \cong 10^{-3} \text{ \AA}$).

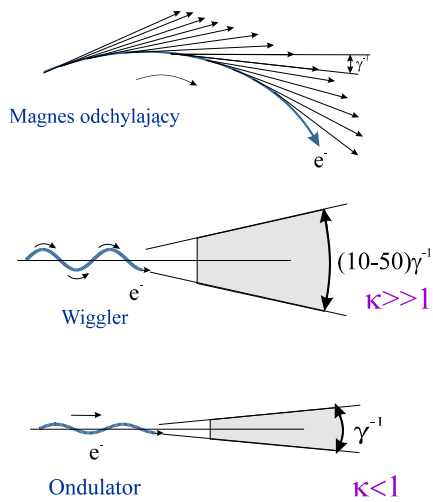
Promieniowanie synchrotronowe jest zjawiskiem powszechnym we Wszechświecie i stanowi na przykład główny składnik niemasywnego promieniowania, docierającego do nas z kosmosu. W warunkach ziemskich zaobserwowano je bezpośrednio po raz pierwszy w roku 1947 przy akceleratorze kołowym należącym do firmy General Electric (USA). Silna emisja światła również w obszarze widzialnym została niewiele wcześniej przewidziana przez teorię poprawnie uwzględniającą efekty relatywistyczne (Pomeranchuk, Schwinger) – obliczenia klasyczne kazały oczekiwać promieniowania z obszaru przede wszystkim fal radiowych lub mikrofal. Promieniowanie synchrotronowe postrzegane było zresztą początkowo (w latach czterdziestych XX wieku) wyłącznie jako niepożądane zjawisko, ograniczające możliwość uzyskania wielkich energii cząstek w akceleratorach kołowych. Pierwsze eksperymenty wykorzystujące promieniowanie synchrotronowe przeprowadzili w roku 1956 Tombouliau i Hartman, wykonując pomiary absorpcji promieniowania rentgenowskiego przez folie metaliczne. W ten sposób zjawisko, które stanowiło poważne utrudnienie i ograniczenie w osiągnięciu coraz to wyższych energii cząstek naładowanych w akceleratorach cyklicznych, okazało się dostarczać nadzwyczaj użytecznego i wszechstronnego narzędzia badawczego w innych działach fizyki, a pośrednio w innych dziedzinach nauki. Doprowadziło to do coraz szerszego wykorzystania istniejących synchrotronów, a następnie, w latach osiemdziesiątych, do konstrukcji urządzeń przeznaczonych wyłącznie do wytwarzania promieniowania synchrotronowego.

2. Budowa synchrotronowych źródeł promieniowania

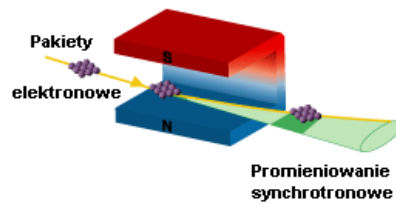
Rysunek 4 przedstawia schematycznie metodę wytwarzania promieniowania synchrotronowego i podsumowuje jego własności. Zasadniczy element stanowi pierścień akumulujący, zdolny do utrzymywania krążących cząstek (elektronów lub pozytonów) o określonej energii z zakresu od kilkuset MeV do kilku GeV. Nie jest to ciągły strumień, ale cząstki są skupione w grupy (paczki) o długości, z punktu widzenia obserwatora laboratoryjnego, rzędu mikrometrów. Promieniowanie elektromagnetyczne uzyskuje się dzięki zakrzywieniu toru elektronów w polu magnetycznym (rys. 5). Pole to może być wytwarzane między nabiegunnikami magnesu (magnes odchylający; rys. 6) bądź w nowoczesnych urządzeniach, zwanych ogólnie *insertion devices*, utworzonych przez specjalny liniowy układ magnesów (wiggler, undulator; rys. 7).



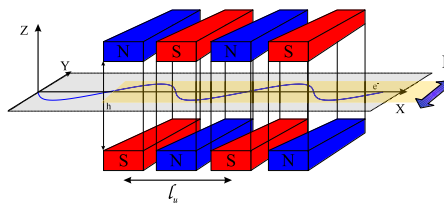
Rys. 4. Schematyczna ilustracja współczesnego źródła promieniowania synchrotronowego i przegląd jego zasadniczych własności [wg informatora BESSY II]



Rys. 5. Promieniowanie elektromagnetyczne ładunków, których przyspieszenie jest wynikiem zakrzywienia toru pod wpływem siły Lorentza w polu magnetycznym pomiędzy nabiegownikami magnesu dipolowego



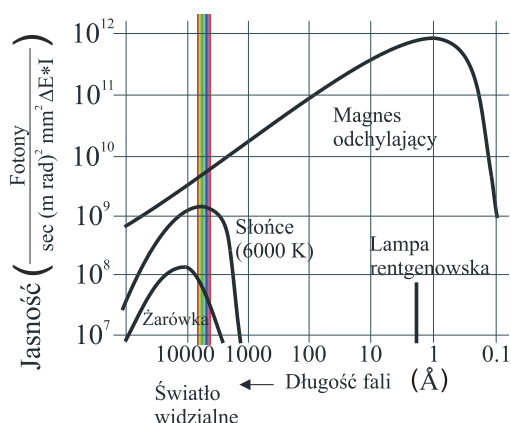
Rys. 6. Magnes odchylający (ang. *bending magnet*)



Rys. 7. Wiggler lub ondulator (ang. *wiggler, undulator*). Wartość parametru $\kappa \sim l_u \cdot B_0$ (B_0 – indukcja pola magnetycznego) określa typ urządzenia (por. rysunek 5)

Promieniowanie synchrotronowe – podstawowe własności

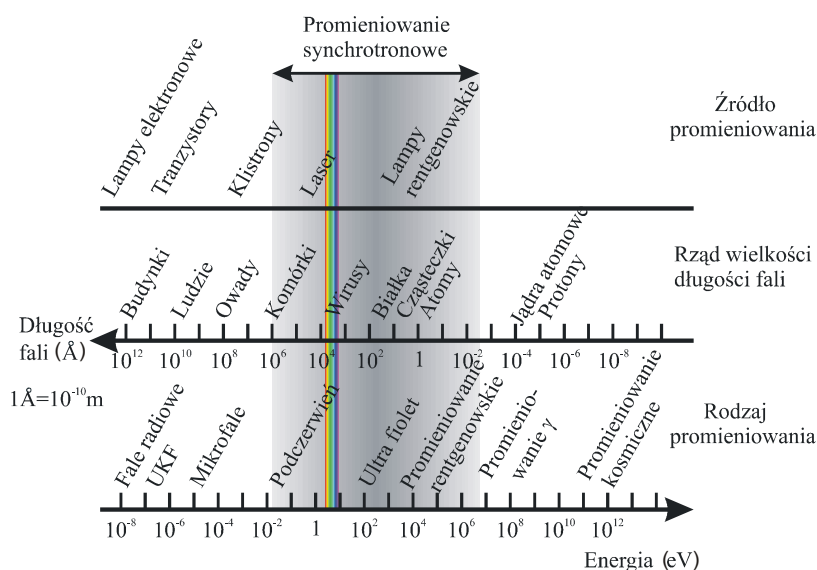
- szeroki zakres widmowy (przedział długości fal od promieniowania podczerwonego ($\lambda \approx 10^5 \text{ \AA}$) do długości fal charakterystycznych dla twardego promieniowania rentgenowskiego czy też promieniowania γ ; ($\lambda \approx 10^{-3} \text{ \AA}$) (rys. 9),
- nadzwyczajna intensywność,
- polaryzacja liniowa w płaszczyźnie toru elektronu,
- silna kolimacja będąca efektem kinematyki relatywistycznej,
- struktura czasowa: „wypełnienie” ringu w postaci paczek (pakietów) elektronowych jest w synchroniczny sposób źródłem impulsowego charakteru („błysków”) promieniowania synchrotronowego (czyli stanowiącego o jego strukturze czasowej),
- małe rozmiary źródła (dobre przybliżenie punktowego źródła promieniowania).



Rys. 8. Porównanie rozkładu natężenia promieniowania (ściślej: świetności powierzchniowej źródła), uzyskiwanego z najprostszego urządzenia, jakim jest magnes odchylający z widmem słonecznym i ziemskimi źródłami takimi jak żarówka czy lampa rentgenowska. Obydwie skale wykresu są logarytmiczne!

3. Przykłady zastosowań

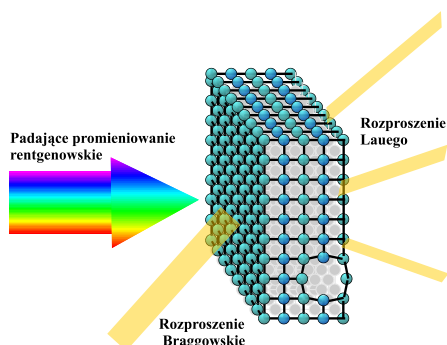
Znaczenie promieniowania synchrotronowego w tak wielu dziedzinach wynika z tego, że pokrywa ono zakres widmowy, w którym długości fali elektromagnetycznej odpowiadają skali wielkości obiektów od atomu do złożonych układów molekularnych, a związane z nim energie fotonów pokrywają skalę energetyczną wzbudzeń w tych obiektach – oddziaływań o naturze elektromagnetycznej (zob. rysunek 9).



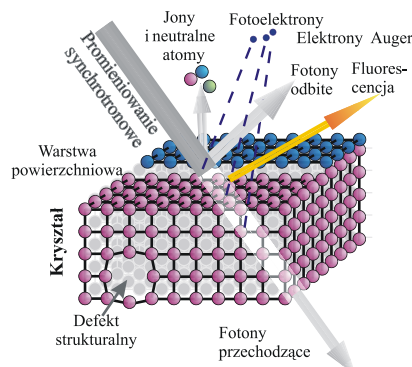
Rys. 9. Zakres widmowy promieniowania synchrotronowego uzyskiwanego za pomocą magnesu odchylającego, pokazany na tle skal odnoszących się do długości fali bądź energii fotonów

I tak na przykład obserwując kryształ diamentu w promieniowaniu o małej, porównywalnej z odległością międzyatomową długością fali ($\lambda \cong 1 \text{ Å}$ – promieniowanie rentgenowskie), zobaczymy obraz dyfrakcyjny (wtedy sieć krystaliczna działa jak swoista siatka dyfrakcyjna), podczas gdy oglądając go w promieniowaniu widzialnym ($\lambda \cong 5000 \text{ Å}$) dostrzeżemy dzięki nadzwyczaj dużemu współczynnikowi załamania światła ($n = 2,41$) wspaniałe refleksy, stanowiące o jego walorach estetycznych. Mało tego, jeszcze w innych obszarach długości fal oświetlających diament możemy zarejestrować wzmożoną absorpcję promieniowania, wynikającą z pochłaniania fotonów o określonych energiach ze względu na dopasowanie do występujących w tym kryształ (a zatem systemie kwantowym) wzbudzeń: w zakresie promieniowania podczerwonego związanych z dynamiką sieci, w ultrafiolecie – z przejściami elektronów między różnymi stanami.

W następnym numerze *Fotonu* przedstawimy pewne wybrane zastosowania promieniowania synchrotronowego, które najogólniej można podzielić na metody dyfrakcyjne (rozproszenie elastyczne – zob. rysunek 10) i metody oparte na oddziaływaniach nieelastycznych promieniowania z materią (zmieniające lub zamieniające w całości na inne formy energii padającego promieniowania – zob. rysunek 11)



Rys. 10. Schematyczne przedstawienie rozproszenia (dyfrakcji) promieniowania rentgenowskiego na kryształach – periodycznym układzie atomów w przestrzeni. Rozmieszczenie atomów decyduje, pod jakimi kątami wystąpią refleksy i jakie będą miały natężenia



Rys. 11. Oddziaływanie nieelastyczne promieniowania z materią oznacza, że część lub całość energii fotonu jest przekazywana w różny sposób atomom lub ich układom. Mechanizm procesu zależy od dopasowania energii fotonów do określonego rodzaju „wzbudzeń”

Zachęcamy do odwiedzenia stron www ważnych ośrodków synchrotronowych na świecie, np.:

- http://www-ssrl.slac.stanford.edu/sr_sources.html – Synchrotron Radiation Sources worldwide (linki do wszystkich ośrodków synchrotronowych)
- <http://www.esrf.fr> – ESRF – (Grenoble, France)
- http://www.aps.anl.gov/aps/frame_home.html – the Advanced Photon Source (APS) – (Argonne National Laboratory, USA)
- <http://www.spring8.or.jp/e/index.html> – Spring8 – Japan Synchrotron Radiation Research Institute (JASRI) (Japan)
- <http://www.bessy.de/home.php> – BESSY II – (Berlin, Germany)
- <http://www-hasyllab.desy.de> – HASYLAB – (informacja także w języku polskim) (Hamburg, Germany)
- <http://www.synchrotron-soleil.fr/> – Synchrotron SOLEIL Saint-Aubin (Saclay-Orsay, France)
- <http://www.diamond.ac.uk/> – Diamond Light Source (the Harwell/Chilton Science Campus, UK)