

La radiació de sincrotró

Jaume Aranda i Oliveras *

La notícia de la mort d'en Jaume ens va arribar quan el 'Número 1' de la *Revista* era en premsa.

En Jaume va ser un dels impulsors d'aquesta nova publicació. Segurament el qui més esforç i il·lusió va posar-hi. I no per altra raó que aquesta seva manera de ser que el feia prendre's seriosament les tasques col·lectives en què es comprometia.

Com homenatge, els qui vam col·laborar amb ell en el 'Número 1' hem cregut oportú reimprimir aquesta posta a punt que ell mateix havia escrit, publicada fa uns anys per la Societat Catalana de Física, i actualment exhaurida.

El Comitè de Redacció

Introducció

Després d'assistir a les conferències del Dr. M. Cardona i del Dr. J. Bordas ¹ al començament d'aquest any, vaig pensar de fer-ne un resum. Un cop fet vaig creure que podia interessar a algú que no hagués anat a les esmentades conferències. El Dr. J. Porta, president de la nostra Secció, ho va considerar interessant i em va proposar de completar-ho i polir-ho, i em proporcionà, per a això, una publicació sobre el tema (Lea, 1978). La publicació tracta sobre la producció i característiques de la radiació de sincrotró i, sobretot, de la seva aplicació a l'estudi dels estats electrònics dels sòlids. Jo n'he aprofitat els aspectes més generals relatius a la radiació (tot seguint la línia de les conferències esmentades). He prescindit de l'aspecte matemàtic, i només he remarcat de les fórmules allò que m'ha semblat que podia interessar com a informació general a aquells qui, com jo, no en som especialistes.

Tot redactant l'article vaig creure convenient d'introduir-hi uns paràgrafs dedicats a recordar les idees generals sobre acceleradors i sobre l'emissió d'energia per les càrregues accelerades. Per a això he consultat alguns llibres (Alonso-Finn, 1970; Segre, 1972).

Desitjaria que aquest resum donés una idea de la importància actual de la radiació de sincrotró, i de les

*Jaume Aranda (Barcelona, 1948-1991) era doctor en Física per la Universitat de Barcelona (1981) i Catedràtic de Física i Química a l'Institut "Joan d'Àustria"

¹El Dr. Manuel Cardona és al Max Planck Institut, Stuttgart, i el Dr. Joan Bordas a l'European Molecular Biology Laboratory, a Hamburg

seves característiques, tal com volgueren fer els conferencians. Agraïxo al Dr. J. Porta l'oportunitat que m'ha donat de fer-vos arribar aquest petit treball.

Barcelona, tardor del 1978

Emissió d'energia per càrregues accelerades

Una càrrega fixa respecte a un sistema de referència crea un camp elèctric, radial i amb simetria esfèrica. Aquest camp determina, en cada punt de l'espai una densitat d'energia per unitat de volum:

$$u = \frac{\epsilon_0}{2} E^2$$

suposant que ens trobem en el buit.

Si la càrrega es mou amb velocitat constant, arrossega les línies de camp. En un llenguatge més precís: el camp va desaparèixer en uns punts i apareix en uns altres. El camp elèctric varia en el temps, i això implica l'aparició d'un camp magnètic segons una de les lleis de Maxwell (en el buit):

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Així doncs, una càrrega en moviment uniforme determina l'aparició d'un camp electromagnètic.

I això vol dir, en cada punt de l'espai, una densitat d'energia:

$$u = \frac{1}{2} (\epsilon_0 E^2 + \frac{B^2}{\mu_0})$$

Suposem que la càrrega avança segons una determinada recta. Suposem ara un pla perpendicular a aquesta recta i que passi per la càrrega. Aquest pla divideix l'espai en dues parts: la part que es troba en el sentit del moviment de la càrrega l'anomenarem "davant", i "darrera", l'altra. Amb això podem dir que desapareix energia electromagnètica a les zones del darrera (on el camp disminueix de valor) i n'apareix al davant. Hom pot estudiar el problema quantitativament mitjançant el vector de Poynting:

$$\vec{N} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}$$

Recordem que el mòdul d'aquest vector representa la intensitat de la radiació electromagnètica i que la seva

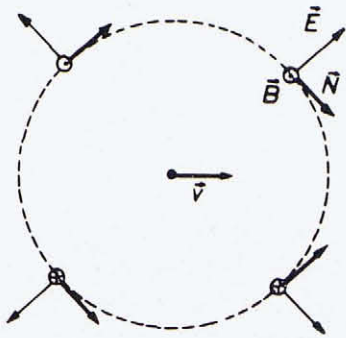


Figura 1: Vectors elèctric, magnètic i de Poynting

direcció i el seu sentit són els de propagació de l'energia. Si, en un instant donat, dibuixem una esfera al voltant de la càrrega, el vector de Poynting resulta, en qualsevol punt de la superfície esfèrica, tangent a aquesta. Això ha estat representat a la figura 1, on el camp magnètic és perpendicular al pla del paper.

Hom veu, doncs, que hi ha una mena de circulació d'energia al voltant de la càrrega. És a dir, un flux d'energia del darrera al davant de la càrrega. La potència energètica que travessa l'esfera és donada pel flux del vector de Poynting, el qual és, evidentment, nul:

$$\frac{dU}{dt} = \int_S \vec{N} \cdot d\vec{s} = 0$$

Això vol dir que la càrrega *no* perd energia mentre es mou: una càrrega en moviment uniforme *no* emet energia electromagnètica.

La situació és ben diferent si la càrrega té acceleració. En aquest cas hi ha una emissió contínua d'energia electromagnètica, de manera que part del treball que fa la força que accelera la càrrega es converteix en energia radiant.

Podem tenir una imatge intuïtiva per a comprendre aquest fenomen si pensem que, a mesura que augmenta la velocitat, el camp magnètic també augmenta: però com que el camp elèctric i el magnètic estan relacionats, en una ona electromagnètica, per $|\vec{E}| = c|\vec{B}|$ (on c és la velocitat de la llum en el buit), això vol dir que tots dos camps augmenten a mesura que passa el temps. Tenint en compte les anteriors expressions de la densitat d'energia, veiem que l'energia continguda en l'espai va augmentant amb el temps. Ara ja no n'hi ha prou amb aquella circulació d'energia de què parlàvem suara referint-nos a una càrrega amb moviment uniforme. Calen noves aportacions d'energia a fi que la càrrega creï camp. Aquesta aportació d'energia la fa la força externa que actua sobre la càrrega, o, en la seva absència, la mateixa càrrega perdent energia cinètica.

Un càlcul de l'energia emesa per unitat de temps

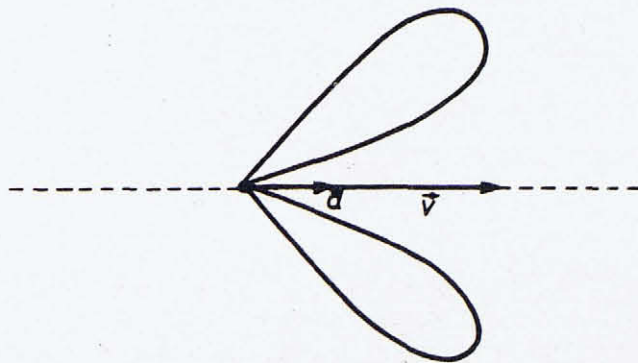


Figura 2: Distribució angular de la intensitat de la radiació

dóna:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{q^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^2}$$

on les lletres tenen llurs significats habituals.

La distribució angular de la intensitat d'aquesta energia és representada a la figura 2.

La distribució presenta simetria axial segons la direcció de l'acceleració \vec{a} .

En el cas particular que una càrrega faci una trajectòria circular, i àdhuc en el cas que la velocitat tangencial sigui constant, l'existència d'una acceleració centrípeta determina també l'emissió d'energia electromagnètica, la distribució angular de la qual té la forma presentada a la figura 3.

Acceleradors de partícules

Els primers acceleradors foren electrostàtics. En ells, les càrregues, a fi d'ésser accelerades, segueixen una trajectòria rectilínia i assoleixen energia cinètica mitjançant fortes tensions. Justament la dificultat de treballar amb tensions altes, a fi d'aconseguir grans energies, determinà la recerca d'acceleradors que no necessitessin camps elèctrics massa forts. I hom hi va trobar la solució fent que, en lloc de sotmetre la càrrega a un camp elèctric molt intens, passés moltes vegades, durant la seva trajectòria, per una zona on hi hagués un camp elèctric poc intens. En els *acceleradors lineals* hom aconsegueix això amb una trajectòria rectilínia. La partícula fa aquesta trajectòria i va passant per diverses zones on és localitzat el camp accelerador. La partícula rep, així, una sèrie d'empentes que van augmentant la seva energia. Es pot arribar, amb aquest tipus d'accelerador, fins a 10 MeV per a ions pesants i 10 GeV per a electrons. L'avantatge d'aquests acceleradors és la poca pèrdua d'energia per radiació.

Una altra manera d'aconseguir grans energies és fent passar la partícula moltes vegades per una mateixa zona on hi ha el camp elèctric. Això exigeix una trajectòria periòdica, generalment circular. Aquesta trajectòria pot ésser assolida mitjançant camps magnètics

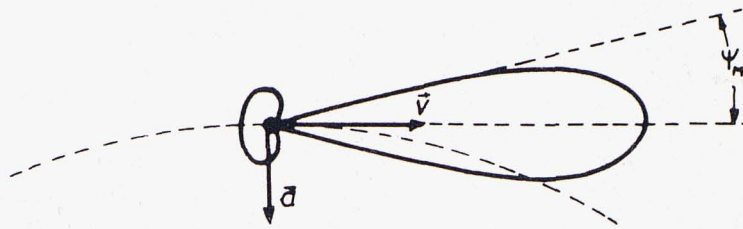


Figura 3: Distribució angular de l'energia radiada per una càrrega en moviment circular

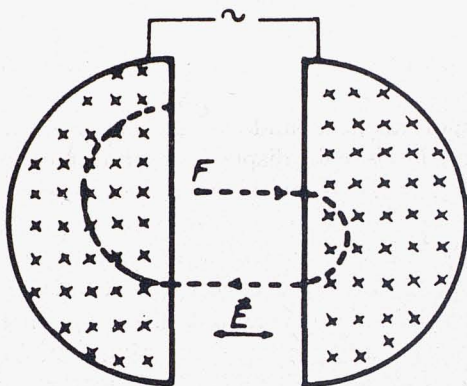


Figura 4: Esquema d'un ciclotró

(força de Lorentz). Així, en el ciclotró, la primera màquina d'aquest tipus (Lawrence, 1929), hom disposa d'un camp magnètic perpendicular a la trajectòria de la partícula i d'un camp elèctric oscil·latori (figura 4).

La figura 4 mostra l'esquema d'un ciclotró. Hi ha dues cavitats metàl·liques, en forma de D (anomenades, per això, "des"), a l'interior de les quals actua el camp magnètic. Un oscil·lador de radiofreqüència, connectat entre les "des", crea un camp elèctric del tipus $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega_0 t$, el qual accelera les partícules carregades mentre passen d'una "de" a l'altra. F és una font d'ions o d'electrons. Tot el conjunt es troba dins un recipient on ha estat fet el buit. Les partícules són accelerades pel camp \vec{E} i, tot seguit, penetren dins una de les "des", on, a causa del camp \vec{B} , descriuen un semicercle i tornen a sortir en direcció a l'altra "de" per a repetir el procés.

Un càlcul clàssic dona, per a la velocitat angular de la partícula:

$$\vec{\omega} = \frac{q}{m} \vec{B}$$

Aquesta expressió mostra que, per a una partícula clàssica, aquesta velocitat angular, anomenada *frequència de ciclotró*, és una constant per a una partícula do-

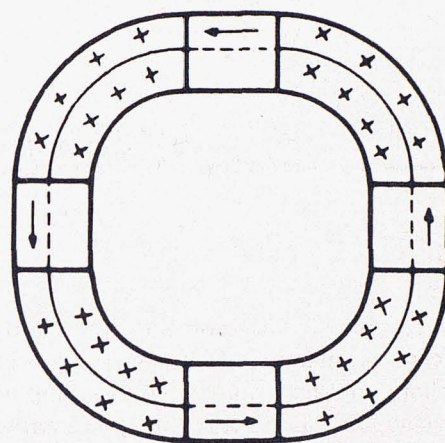


Figura 5: Esquema d'un sincrotró

nada i un magnètic donat.

Doncs bé, la condició per al bon aprofitament del ciclotró és que aquesta freqüència coincideixi amb la pulsació ω_0 de l'oscil·lador. Car en aquest cas hi ha ressonància i és màxima l'absorció d'energia per la càrrega accelerada.

Ara bé, com que les velocitats que agafen les partícules són d'ordre relativista, *no* és menyspreable l'augment de massa. Això vol dir, d'acord amb l'expressió anterior, que la velocitat angular va disminuint en el temps: apareix un desfasament entre el moviment de la càrrega i l'oscil·lació del camp: la partícula pot arribar a frenar-se en lloc d'accelerar-se. Aquesta limitació relativista fa que l'energia màxima obtinguda amb un ciclotró no passi de 30 MeV per a protons.

Una solució per a augmentar les possibilitats d'aquesta màquina és d'anar variant la freqüència ω_0 de l'oscil·lador de manera que, a cada moment, sigui igual a la velocitat angular de la partícula. Hom aconsegueix això amb el *sincrociclotró* (Veksler, 1945; McMillan, 1946). Una altra possibilitat (Christophoros i col., 1952) és d'anar variant el camp magnètic tot mantenint fixa la freqüència de l'oscil·lador. També així aconseguim que

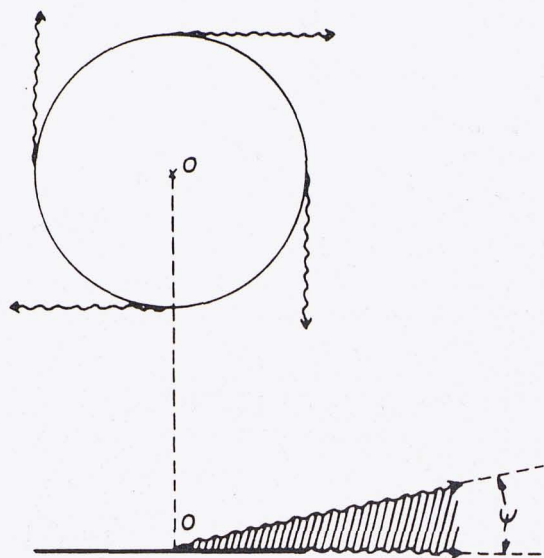


Figura 6: Col·limació de la radiació

hi hagi ressonància a cada moment. Això té lloc en el sincrotró. Aquesta màquina té un avantatge addicional. En efecte, hom pot veure que, variant el camp magnètic d'una certa manera, la càrrega va augmentant la seva energia sense canviar el radi de la seva òrbita. En el sincrotró, la trajectòria de les partícules resta continguda dins un anell. Això fa que les peces polars dels imants puguin ésser molt més reduïdes que en el cas del sincrociclotró, la construcció del qual arriba a ésser prohibitiva a partir d'una certa energia.

La figura 5 mostra l'esquema d'un sincrotró. El camp magnètic actua en les parts corbes de l'anell. Les quatre zones de trajectòria rectil·línia són les parts on actua el camp elèctric i on s'accelera la partícula. No hi ha estat dibuixada la font dels ions (o electrons). En el sincrotró de protons, hom aconsegueix l'acceleració inicial mitjançant un accelerador lineal suplementari; en el sincrotró d'electrons, per efecte *betatró* (aparició d'un camp elèctric a causa de la variació del camp magnètic).

Amb el sincrotró hom pot arribar, per a protons, fins a 10 GeV.

Radiació de sincrotró

Hem parlat de l'emissió d'energia per una partícula accelerada i, en particular, per una partícula que fa un moviment circular. Aquest és, molt aproximadament, el cas d'un sincrotró. Aquesta pèrdua d'energia per radiació és de proporcions enormes, i és la causa de la major part de la despesa energètica d'aquests acceleradors. Així, per a un gran sincrotró d'electrons, de 10 GeV, hom l'avalua en uns ... 5 MW! Hom ha de

lliurar contínuament energia a l'accelerador a fi de compensar aquesta pèrdua.

D'altra banda, en els grans sincrotrons, aquesta energia presenta un espectre, el màxim del qual es desplaça cap a l'ultraviolat (10^{-2} Å) i els raigs X tous (entre 10^{-1} i 1 Å). Això exigeix mesures de seguretat i per tant, una despesa i una complicació addicional en les instal·lacions. En resum, aquesta emissió energètica esdevé enutjosa per als físics d'altres energies, per als quals la màquina ideal fóra sens dubte, aquella que els permetés d'obtenir partícules de gran energia sense emissió de radiació.

Tanmateix, els físics d'estat sòlid han trobat, justament en aquesta radiació, unes propietats que han permès d'aprofundir el coneixement de l'estructura electrònica de la matèria. Així, fa uns 20 anys, els únics estats electrònics ben coneguts eren aquells que es troben prop del nivell de Fermi, per a metalls, i en la part inferior de la banda de conducció i la superior de la banda de valència, per a semiconductors. A fi d'estudiar les profunditats de la banda de valència i l'estructura interna (*core levels*) calia disposar de fotons més energètics (ultraviolats i X). El sincrotró es presenta així com la font ideal de radiació per a aquestes investigacions: proporciona una gran intensitat, controlable i reproducible, i els seu espectre va de l'infraroig als X tous.

El camp d'aplicació de la radiació de sincrotró ha ultrapassat el camp de la física. Així, avui en dia, és emprada en estudis biològics, i fins i tot hom projecta d'utilitzar-la en la indústria litogràfica i en la de semiconductors.

En principi, hom emprava la radiació de sincrotró en règim "parasitari", és a dir, els físics d'estat sòlid i els biòlegs aprofitaven la radiació produïda en acceleradors, la construcció dels quals fou projectada amb l'exclusiva finalitat d'accelerar partícules. I això comporta problemes, àdhuc de relació personal. Avui en dia són cada cop més els sincrotrons emprats, o projectats, per a aprofitar exclusivament l'energia radiada.

Característiques de la radiació de sincrotró

Hem parlat ja de la distribució angular de l'energia emesa (figura 3). Les característiques essencials de la radiació són: a) gran col·limació de la radiació en el pla de l'òrbita; b) gran intensitat; c) espectre continu des de l'infraroig fins als X; d) estructura temporal discontinua; e) radiació polaritzada.

El càlcul de les característiques de la radiació arrenca del treball d'Ivanenko, Pomeranchuk i Schwinger, cap als anys quaranta, sobre un electró relativista amb moviment circular.

Col·limació

La major part d'energia és emesa dins un feix (figura 3) l'obertura màxima del qual, ψ_M , en radians, és de l'ordre de γ , on $\gamma = E/mc^2$. Habitualment és de l'ordre

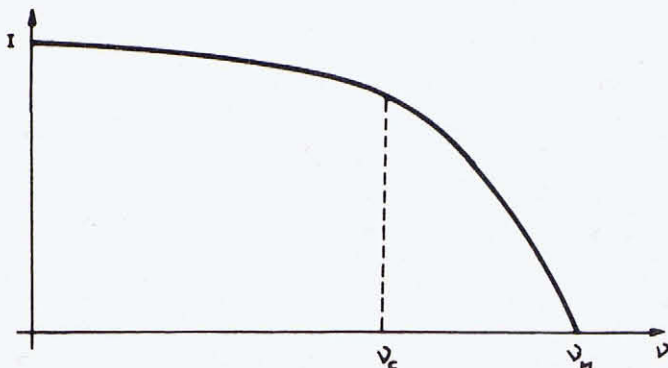


Figura 7: Forma típica de l'espectre d'un sincrotró

del milliradià. Això vol dir que l'energia és localitzada en un pla que conté l'òrbita.

Intensitat

La intensitat per unitat d'angle i de longitud d'ona és donada per:

$$I(\lambda, \psi) = \frac{27e^2c}{32\pi^3} \frac{1}{R^3} \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^4 \gamma^8 f(\lambda, \lambda\psi) \quad (1)$$

on e, c, m i λ tenen llur significat habitual; γ és la definida anteriorment i λ_c és l'anomenada longitud d'ona de tall; l'angle ψ és el que forma la direcció considerada amb el pla de l'òrbita (figura 6), i la funció f és una funció que inclou funcions de Bessel.

La potència total emesa en totes direccions i en tot l'espectre és:

$$P = \int \int I(\lambda, \psi) d\lambda d\psi$$

que dóna:

$$P = \frac{2e^2c}{3} \frac{1}{R^2} \gamma^4 \quad (2)$$

Tant en (1) com en (2) observem la forta influència del radi R i del factor γ . Per a obtenir grans intensitats calen, doncs, petits radis de curvatura i energies fortes. Els electrons són, a igualtat d'energia, les partícules que donen més emissió, car la seva massa és molt petita i això fa que el factor γ tingui un valor alt. Per això els sincrotrons emprats per a obtenir radiació són sincrotrons d'electrons.

Espectre energètic

Com ja hem dit, l'espectre és continu. Hi ha una freqüència a partir de la qual no hi ha emissió. Aquesta freqüència màxima ν_M és relacionada amb la freqüència de gir ω de l'electró:

$$\omega_M = \gamma^3 \omega$$

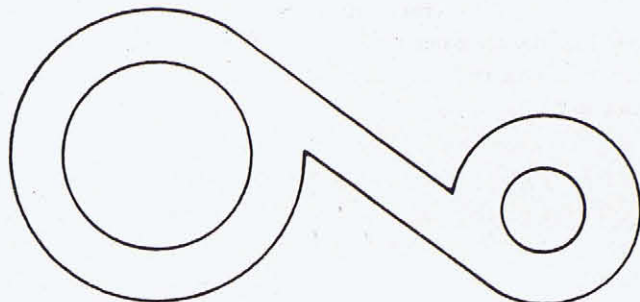


Figura 8: Esquema d'anells d'emmagatzematge

on ω_M és la pulsació corresponent a la freqüència màxima.

Així, amb freqüències de gir del sincrotró de l'ordre d' 1 MHz, l'espectre obtingut arriba fins a la freqüència de 10^{18} Hz, corresponent a longituds d'ona d'1 Å (X tous).

L'anàlisi de l'expressió (1) permet de deduir que, per a $\lambda < \lambda_c$, la intensitat decreix ràpidament. A la figura 7 ha estat representada la forma típica de l'espectre d'un sincrotró. Hom hi pot veure el significat de la freqüència de tall ν_c i de la freqüència màxima ν_M .

El valor de la intensitat depèn de l'energia que pot comunicar el sincrotró i del nombre d'electrons que hi circulen. Per això els dos paràmetres que hom acostuma a donar són l'energia i la intensitat.

La necessitat, per als espectroscopistes, de disposar d'intensitats altes i d'ampliar l'espectre cap a zones més i més energètiques, ha estimulat la investigació de procediments econòmics consistents en modificacions dels sincrotrons o en dispositius annexos que permeten d'assolir aquells objectius.

Així hi ha els anells d'emmagatzematge (*storage rings*), que són petits sincrotrons, adjacents al sincrotró principal i comunicats amb ell mitjançant un conducte tangencial a les seccions d'ambdós acceleradors, com es mostra a la figura 8.

En un sincrotró els corrents d'electrons són de l'ordre de 10 mA mentre que en un anell són d'1 A. Això és degut fonamentalment al fet que el buit és, en aquest dispositiu, unes mil vegades més alt que en el primer. Així, un valor típic per a un sincrotró és 1 microtorr, i per a un anell, 1 nanotorr. La conseqüència d'aquestes elevades intensitats és la forta radiació emesa. A més, aquests corrents poden mantenir-se de 2 hores a 10, gràcies al poc aire residual que hi ha dins l'anell i que fa que la pèrdua d'electrons per xocs sigui petita. Els anells d'emmagatzematge permeten, a més, que els es-

pectroscopistes puguin treballar sense recórrer al règim de parasitisme abans esmentat.

A fi de desplaçar l'espectre cap a freqüències altes, hi ha el projecte d'emprar l'anomenat *wavelength shifter*, que podríem denominar "convertidor de longitud d'ona". És tracta de camps magnètics localitzats en una petita zona i disposats de tal manera que produeixin una reducció local del radi de curvatura. Hom pot arribar a radis de l'ordre del metre. L'expressió (1) anterior ens fa veure que això implica una disminució de la longitud d'ona.

Un altre dispositiu en projecte és el *wiggler magnet*, expressió equivalent potser a "imant remenador". És un dispositiu en forma de solenoide que produeix una sèrie de curvatures periòdiques (*bends*). Això fa que la radiació produïda tingui un cert caràcter coherent, com ho fa el làser. La radiació emesa presenta pics força nets a unes freqüències determinades.

Polarització

La radiació de sincrotró és linealment polaritzada en el pla de l'òrbita, amb el vector camp elèctric contingut en aquest pla. Fora d'aquest pla, la llum es polaritza circularment.

Aquest aspecte de la radiació és força interessant car en el domini de l'ultraviolat i dels raigs X els mètodes clàssics de polarització són força enutjosos.

Estructura temporal

A fi de tenir una òrbita estable per a les càrregues accelerades en el sincrotró, hom només pot "omplir" un nombre determinat d'interval·ls de la circumferència de la màquina. Els electrons van, doncs, en grups separats. Així, en el sincrotró DORIS, el nombre de grups és de 480, amb una longitud per grup de 2-3 cm.

Això implica, evidentment, que la radiació és emesa "a cops", en curts *flashos*. Cada *flash*, en el DORIS, dura 140 ps. Aquest fet i la possibilitat de calcular i controlar aquest temps és d'una gran importància en espectrometria.

També hom pot controlar la freqüència dels *flashos* tot variant el nombre de grups en circulació. En el DORIS, amb un sol grup circulant, hom aconsegueix un *flash* cada 780 ns.

Aplicacions

Són moltes les aplicacions en marxa, i potencials, de la radiació de sincrotró:

A) Com a font estàndard de radiació

Fonamental, doncs, en radiometria. És l'única font de la qual hom pot calcular exactament la intensitat i la distribució espectral. Hom pot arribar a calcular-se el nombre de fotons emesos amb molta precisió. L'organisme americà per a la investigació espacial, ESRO, empra ja la radiació de

sincrotró per a calibrar els detectors de les naus espacials. També hi ha el projecte de fer-la servir per a calibrar les fonts lluminoses industrials.

B) Obtenció de radiació polaritzada

Cal pensar que la radiació de sincrotró es presenta com una solució per a obtenir llum polaritzada en el camp dels ultraviolats i X, on és difícil de polaritzar per altres mètodes.

C) En biologia i mineralogia

La gran intensitat i collimació de la radiació de sincrotró permet de substituir els aparells convencionals de raigs X en moltes observacions biològiques i geològiques. Així hom pot obtenir imatges en un temps molt curt. La radiació de sincrotró permet de seguir els processos dinàmics, és a dir, d'obtenir veritables pel·lícules de processos microscòpics, com és ara la contracció d'un múscul o el creixement d'un monocristall. A més, amb aquest tipus de radiació hom pot obtenir imatges d'organismes sense necessitat de tenyir-los.

Alguna empresa americana de components electrònics ha encarregat ja el seu propi petit sincrotró a fi d'estudiar d'una manera ràpida la qualitat del silici que reben (impureses, dislocacions, etc.).

D) El sincrotró és una font de radiació que podríem anomenar, potser, en català, *polsant*. Això és una conseqüència de l'estructura temporal esmentada al paràgraf anterior. Això fa possible estudis d'excitació-desexcitació en sòlids.

Com ja hem dit, els estudis d'absorció amb aquest tipus de radiació han permès l'estudi de les profunditats de la banda de valència i de l'estructura interna (*core levels*).

En general, hom fa servir la radiació, als laboratoris, per a diverses experiències simultàniament. Per a això, hom agafa el feix de radiació emergent del sincrotró (o de l'anell) i, mitjançant reflexions, el divideix en petits feixos. Aquest procediment ha estimulat la investigació de mètodes per a treballar amb radiació ultraviolada i X. Així hom ha anat adquirint coneixements sobre capes reflectores i filtres en aquesta zona de l'espectre. Ha estat desenvolupada la tècnica de les *multilayer coating* (recobriments multistrat), tècnica que pot conduir a la construcció de miralls que reflecteixin una determinada longitud d'ona de la radiació incident, tot actuant, doncs, com a monocromadors d'ultraviolats i de X. La taula 1 presenta d'una manera esquemàtica les diferents aplicacions de la radiació de sincrotró correlativament amb les diferents propietats de què hem parlat.

Propietats	Aplicacions
Collimació	Monocromador Micrografia de raigs X Litografia de raigs X Difracció i topografia de raigs X
Espectre ampli	Estudis d'alta resolució Espectroscòpia de modulació
Nombre de fotons gran i calculable	Investigació de processos secundaris (luminescència, fotoemissió)
Polarització lineal (pla de l'òrbita)	Anisotropia òptica
Polarització circular (fora del pla)	Ellipsometria Fotoemissió
Estructura temporal (flashes)	Fluorescència
Calculabilitat	Font de radiació estàndard
Font de radiació estable (sobretot en els anells)	Experiments de superfície Espectroscòpia de modulació

Taula 1: Aplicacions de la radiació de sincrotró

Bibliografia

- LEA, K. R., Highlights of Synchrotron Radiation, *Physics Reports*, **43**, 337 (1978).
ALONSO, M. i FINN, E. J., *Física, Vol. II*, Fondo Educativo Interamericano, México (1970).
SEGRE, E., *Núcleos y partículas*, Reverté, Barcelona (1972).

Per a qui desitgi aprofundir:

- PHILLIPS, J. C. et al., On the Application of Synchrotron Radiation to X-ray Diffraction. Polarization and Anomalous Scattering, *Synchrotron Radiation Research and the Stanford Synchrotron Radiation Project. Stanford University. SSRP Report núm. 76/01*.
BORDAS, J. i MUNRO, I. H., Small-Angle Scattering Experiments on Biological Materials using Synchrotron Radiation, *Nature*, **262**, August 12, 1976.
PHILLIPS, J. C. et al., Applications of Synchrotron Radiation to Protein Crystallography II: Anomalous Scattering, Absolute Intensity and Polarization, *Synchrotron Radiation Research and the Stanford Synchrotron Radiation Project. Stanford University. SSRP Report núm. 76/09*.