

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Jaromír Hrdý
Synchrotronové záření

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 28 (1983), No. 2, 104--111

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138076>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1983

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Literatura

- [1] REIF F.: *Berkeley physics course, Vol. 5 — Statistical physics*. New York, McGraw Hill, 1967.
- [2] NOZDREV V. F., SENKEVIČ A. A.: *Kurs statističeskoj fiziki*. Moskva, Vysšaja škola, 1965.
- [3] WEHRL A.: *General properties of entropy*. Rev. Mod. Phys. 50 (1978), 221.
- [4] LANDAU L. D., LIŠIČ JE. M.: *Kurs teoretičeskoj fiziki 5 — Statističeskaja fizika*. Moskva, Nauka, 1964.
- [5] THEWLIS J.: *Concise dictionary of physics*. Oxford, Pergamon, 1973.
- [6] BRILLOUIN L.: *Science and information theory*. New York, Academic Press, 1956.
- [7] BILLINGSLEY P.: *Ergodic theory and information*. New York, Wiley, 1965.
- [8] SOMMERFELD A.: *Thermodynamics and statistical physics*. New York, Academic Press, 1956.
- [9] SINAJ JA. G.: *Dinamičeskije sistemy s uprugimi otaženijami*. Uspechi mat. nauk 25/2 (1970), 141.
- [10] EMDEN R.: *Why do we have winter heating?* Nature 141 (1938), 908 (citováno podle [8]).

Synchrotronové záření

Jaromír Hrdý, Praha

1. Úvod

Synchrotronové záření je záření, které vzniká při pohybu relativistické nabitě částice po zakřivené dráze. Jeho název je odvozen od toho, že bylo prvně pozorováno na urychlovačích synchrotronového typu. Ačkoliv první pozorování synchrotronového záření se datuje do r. 1947 (na General Electric 70 MeV synchrotronu), sahají počátky teoretických prací až do roku 1898, kdy Liénard a později Schott ukázali, že elektron pohybující se po kruhové dráze může být zdrojem intenzivního elektromagnetického záření [1]. Ivaněnko a Pomerančuk v r. 1944 zjistili, že ztráty energie elektronů zářením mají podstatný vliv na činnost urychlovačů. Podrobnou teorii synchrotronového záření podal v r. 1946 Schwinger [2], která byla jím a dalšími autory později dále rozpracována. Po prvním pozorování synchrotronového záření v r. 1947 byly vlastnosti tohoto záření experimentálně studovány a byl prokázán souhlas s teorií. V šedesátých letech započala éra využívání synchrotronového záření k vědeckým účelům. Abychom pochopili, v čem spočívají vynikající vlastnosti tohoto záření, nastíníme v dalším alespoň kvalitativně jeho teorii. (Vzhledem k tomu, že ztráta energie částice vyzářením za jeden oběh je nepřímo úměrná čtvrté mocnině její hmoty, je záření těžších částic jako např. protonů zanedbatelně malé ve srovnání se zářením elektronů. V dalším již proto budeme hovořit jen o elektronech.)

2. Synchrotronové záření a jeho vlastnosti

Všimněme si nejprve rozdílu mezi zářením nerelativistického a relativistického elektronu pohybujícího se po kruhové dráze [1]. Zatím co nerelativistický elektron vyzařuje prakticky do všech směrů monochromatické záření o frekvenci oběhu, pro relativistický elektron platí, že elektromagnetický, vzruch který se kolem něho šíří (rozumí se vzhledem k pozorovateli v klidu), tvoří kužel, jehož osou je tečna k oběžné dráze vedená místem, kde se elektron právě nachází. Tento kužel má vrchol v místě výskytu elektronu a otevírá se ve směru jeho pohybu. To je možno přirovnat k motocyklistovi, který se pohybuje po kruhové dráze a jehož světlomet je seřizen tak, že svítí před sebe pouze málo divergentním svazkem světla. Platí, že čím se rychlost elektronu více blíží rychlosti světla, tím je tento kužel ostřejší. Pro dostatečně vysoké energie elektronu je tedy záření soustředěno do blízkého okolí roviny oběžné dráhy (orbitu). Pozorovatel v této rovině tedy zaregistruje pohybující se elektron jako krátký signál pouze během doby, kdy tento kužel protíná jeho stanoviště. Šířka tohoto signálu se zmenšuje se zvyšující se energií elektronu. To vede k tomu, že se ve spektru synchrotronového záření objeví kromě základní frekvence rovnající se frekvenci oběhu ještě velké množství vyšších harmonických. Nejvyšší harmonická přitom řádově odpovídá periodě rovnající se době trvání výše zmíněného signálu. Zdálo by se, že se spektrum synchrotronového záření skládá z ostrých čar; vzhledem k fluktuacím energie a polohy elektronů v důsledku vyzařování fotonů dojde ve skutečnosti k rozmazání tohoto čárového spektra tak, že je možno spektrum synchrotronového záření považovat za spojité.

Již z tohoto kvalitativního obrazu vyplývá, že synchrotronové záření má spojité spektrum a je kolimované, přičemž se vzrůstající energií elektronu E se spektrum záření rozšiřuje směrem ke kratším vlnovým délkám a stupeň kolimace se zvyšuje.

Podle Schwingerovy teorie [2], [3] je spektrální a azimutální rozložení okamžitého výkonu $P(\psi, \lambda)$ vyzařovaného jedním elektronem po celém obvodu kruhové dráhy o poloměru R dáno vztahem (převzatý vzorec je v soustavě CGS):

$$P(\psi, \lambda) = \frac{8\pi e^2 c^2}{3\omega_0 \lambda^4} \left(\frac{mc^2}{E^4} \right)^4 (1 + x^2)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \left(\frac{x^2}{1 + x^2} \right) K_{1/3}^2(\xi) \right],$$

kde

$$x = [E/(mc^2)] \psi \quad \text{a} \quad \xi = [2\pi R/3\lambda] (mc^2/E)^3 (1 + x^2)^{3/2},$$

přičemž ψ je azimutální úhel vyjadřující úhlovou odchylku paprsku od roviny oběžné dráhy (vertikální divergence), λ je vlnová délka, E je energie elektronu, $\omega_0 = v/R \doteq c/R$ je základní frekvence a $K_{1/3}$, $K_{2/3}$ jsou Besselovy funkce druhého řádu.

$P(\psi, \lambda)$ je výkon v ercích za sekundu a je vztahen na jednotku vlnové délky (1 cm) a na úhel vertikální divergence jeden rad (1 erg = 10^{-7} J).

První člen v závorce se týká záření s elektrickým vektorem v rovině orbitu, druhý člen záření s elektrickým vektorem kolmým na rovinu orbitu.

Z uvedených vztahů je zřejmé, že je-li $\psi = 0$, je též $x = 0$, a tedy druhý člen v závorce vymizí. Jinými slovy: synchrotronové záření v rovině orbitu je lineárně polarizované s elektrickým vektorem ležícím v této rovině.

Vlnová délka, při níž synchrotronové záření má maximální výkon v závislosti na energii elektronů E a na poloměru dráhy R , je

$$\lambda_m [\text{nm}] = 0,235 \frac{R [\text{m}]}{E^3 [\text{GeV}]}$$

Příklad pro poloměr oběžné dráhy $R = 31,7$ m je uveden na obr. 1 [3]. Častěji se však jako jedna z charakteristik spektra synchrotronového záření uvádí kritická nebo též charakteristická vlnová délka

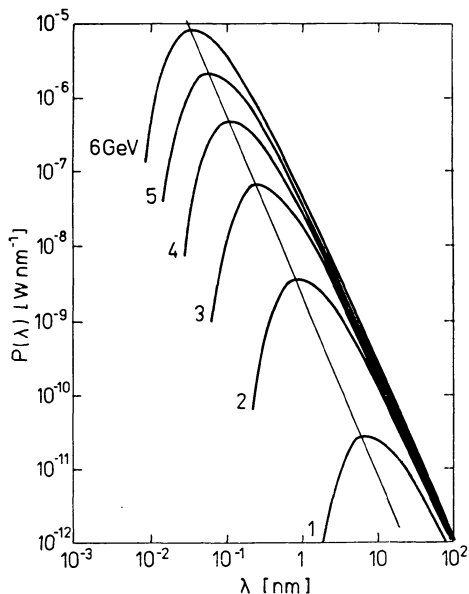
$$\lambda_c [\text{nm}] = 0,559 \frac{R [\text{m}]}{E^3 [\text{GeV}]}$$

$$(\lambda_m = 0,42\lambda_c).$$

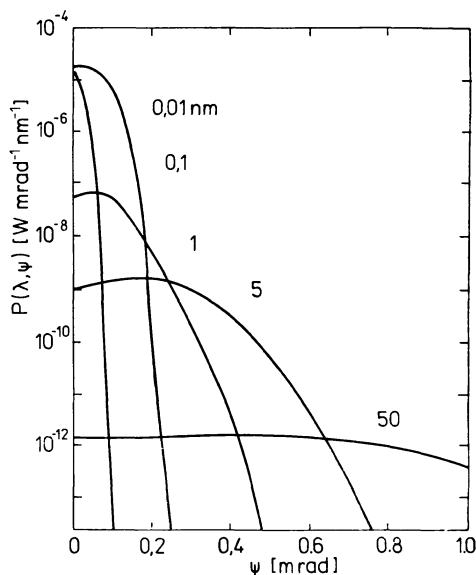
Kritické vlnové délce odpovídá kritická energie

$$\varepsilon_c [\text{eV}] = \frac{1240}{\lambda_c [\text{nm}]}$$

Její fyzikální význam záleží v tom, že celkový vyzářený výkon nad touto energií je rovný celkovému vyzářenému výkonu pod touto energií. Synchrotronového záření lze efektivně využívat až do hodnot vlnových délek asi $0,1\lambda_c$. Z uvedených vztahů a z obr. 1 je zřejmé,



Obr. 1. Spektrální rozložení okamžitého výkonu $P(\lambda)$ vyzářovaného jedním elektronem po celém obvodu kruhové dráhy o poloměru $R = 31,7$ m [3]. ($P(\lambda)$ vzniklo integrováním výrazu $P(\lambda, \psi)$ přes všechny úhly ψ .)



Obr. 2. Závislosti $P(\lambda, \psi)$ na úhlu vertikální divergence ψ pro různé vlnové délky. Grafy platí pro poloměr oběžné dráhy $R = 31,7$ m [3].

že např. pro práci v oboru rentgenového záření o energii kolem 12 keV (0,1 nm) je třeba energie elektronů několika GeV.

Ze závislosti $P(\psi, \lambda)$ na úhlu vertikální divergence ψ pro různé vlnové délky na obr. 2 vidíme, že vertikální divergence pro vlnové délky menší než 0,1 nm je menší než jedna úhlová minuta.

Tyto křivky platí pro energii elektronů 6 GeV a poloměr oběžné dráhy $R = 31,7$ m. Sychrotronové záření je tedy ve vertikálním směru velice dobře kolimované. Horizontální divergence je ovšem závislá na průřezu elektronového svazku v místě, kde se odebrá záření, na vstupní šterbině experimentálního uspořádání a na její vzdálenosti od zdroje záření. Jak již bylo dříve uvedeno, v rovině orbitu je záření lineárně polarizováno; avšak i mimo tuto rovinu výrazně převládá polarizační σ složka s elektrickým vektorem v rovině orbitu. Lze ukázat, že integrace přes všechny úhly ψ a vlnové délky vede k 75% polarizaci paralelní s rovinou orbitu. Poněvadž obě polarizační složky jsou navzájem v definovaném fázovém vztahu ($+\pi/2$ a $-\pi/2$ nad rovinou orbitu a pod ní), je sychrotronové záření pro $\psi \neq 0$ elipticky polarizované.

Pro snadnou orientaci byly odvozeny některé vztahy mezi parametry sychrotronového záření a technickými parametry zdroje tohoto záření. V hranatých závorkách jsou uvedeny jednotky, v kterých je nutno příslušné veličiny vyjádřit [1], [3], [4].

Počet fotonů emitovaných za sekundu do úhlu 1 mrad v rovině orbitu (vyintegrováno přes ψ) a do 10% šířky pásma v oblasti kritické vlnové délky λ_c je

$$N = 1,6 \times 10^{15} I [A] \cdot E [\text{GeV}].$$

(I je celkový proud, který vytvářejí elektrony na oběžné dráze.)

Celkový vyzařovaný výkon $[W] = (88,5 E^4 [\text{GeV}] \cdot I [\text{mA}])/R [\text{m}]$. Zakřivení dráhy elektronu je způsobeno magnetickým polem. Mezi magnetickou indukcí B , energií E a poloměrem zakřivení R platí vztah

$$B [\text{T}] \cdot R [\text{m}] = 3,335 E [\text{GeV}].$$

Pro kritickou vlnovou délku a energii platí vztahy:

$$\lambda_c [\text{nm}] = 0,559 R [\text{m}]/E^3 [\text{GeV}] = 1,864/(B [\text{kG}] \cdot E^2 [\text{GeV}])$$

$$\varepsilon_c [\text{eV}] = 2218 E^3 [\text{GeV}]/R [\text{m}] = 665,1 B [\text{T}] \cdot E^2 [\text{GeV}].$$

Pro úplnost uvedme, že $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$.

3. Zdroje sychrotronového záření

Období využívání sychrotronového záření začíná až po roce 1960. Jako zdroje sychrotronového záření sloužily nejprve sychrotrony, později i akumulární prstence.

Elektrony se v sychrotronu pohybují po kruhových drahách v magnetickém poli. Vstupují do urychlovacího prostoru zpravidla již se značnou energií a s rychlostí velmi blízkou rychlosti světla a jsou tam dále urychlovány vysokofrekvenčním urychlovacím napětím s konstantním kmitočtem. Magnetické pole se přitom během urychlování synchronně se vzrůstající energií elektronů zvyšuje, takže elektrony obíhají stále po téže

dráze. Po dosažení požadované energie se elektrony vypustí z urychlovacího prostoru. Synchrotron je zařízen na urychlení a vypuštění elektronů (částic), což trvá zlomek sekundy, např. 20 ms. Tento cyklus – vstříknutí, urychlení a vypuštění, se opakuje v daném případě asi $50 \times$ za sekundu. Synchrotronové záření je možno odebírat pouze v určité fázi urychlování. Protože se během této doby mění energie E , mění se i intenzita, spektrální rozložení a další parametry záření.

Větší význam než synchrotrony mají jakožto zdroje synchrotronového záření tzv. akumulární prstence (storage rings). Na rozdíl od synchrotronu, kde je vakuum asi $133 \cdot 10^{-7}$ Pa je zde vakuum daleko vyšší, řádově $133 \cdot 10^{-10}$ Pa. Urychlené částice mohou cirkulovat na oběžné dráze poměrně dlouhou dobu (hodiny), přičemž se jim dodává jen tolik energie, kolik se jí vyzáří. Prakticky se takovéto zařízení skládá z částí zakřivených, kde při průchodu částic magnetickým polem dochází k emisi synchrotronového záření, a částí přímých, kde jsou částice urychlovány a kde jsou umístěny speciální magnety ke korekci dráhy elektronů a případně další zařízení, o kterých se ještě zmíníme. Akumulační prsteneček tak má zpravidla podobu mnohoúhelníka se zaoblenými vrcholy. Elektrony nejsou rozloženy na oběžné dráze rovnoměrně, nýbrž tvoří shluky; to vede k tomu, že se synchrotronové záření jeví jako záření pulsující. V důsledku vyzařování energie jsou elektrony neustále vychylovány ze své dráhy, na kterou je nutné je opět vrátet pomocí korekčních magnetů. Elektrony tak vlastně při oběhu oscilují kolem ideální kruhové dráhy. Fluktuační počet vyzářených fotonů při jednom oběhu určují radiální rozměr svazku elektronů, který se zpravidla pohybuje kolem 1 mm. Výška svazku je pak zpravidla o řád menší.

Synchrotronové záření z akumulárního prstence je poměrně velice stabilní. Přesto však vlivem srážek s atomy plynu se počet elektronů na oběžné dráze postupně zmenšuje. Ukazuje se, že je možné detekovat úbytek záření způsobený zmenšením počtu elektronů na oběžné dráze o jeden elektron. Necháme-li takto postupně vymizet všechny elektrony z oběžné dráhy, můžeme z počtu úbytků, nebo lépe schodů na časovém průběhu intenzity synchrotronového záření, určit kolik elektronů bylo na oběžné dráze. Je zde tedy možnost ověřit platnost Schwingerovy teorie, což se také stalo. Je tedy možné využít akumulárních prstenců ke kalibraci, a to jak zdrojů elektromagnetického záření, tak i detektorů.

Stále rostoucí počet zájemců o práci se synchrotronovým zářením vede k tomu, že se již stavějí a projektují akumulární prstence, které budou sloužit výhradně jako zdroje synchrotronového záření (na rozdíl od ještě nedávné doby, kdy synchrotrony a akumulární prstence byly postaveny pro účely fyziky vysokých energií a využívání synchrotronového záření bylo spíš okrajovou záležitostí).

Nyní se zmíníme o některých speciálních zařízeních, která se vkládají nebo budou vkládat do přímých sekcí akumulárního prstence a jsou samy zdroji elektromagnetického záření [1]. Je to především tzv. standardní wigler (wiggler), což je systém magnetů, který způsobí, že elektron při průletu přímoúhelníkovou sekcí vytvoří několik oscilací buď v rovině orbitu akumulárního prstence, anebo v rovině na ní kolmé. Použijí-li se např. supravodivé cívky o vysokém B , lze z míst, kde se dráha elektronů nejvíce zakřivuje, odebírat záření o podstatně vyšší energii, než je energie záření ze zakřivených sekcí akumulárního prstence. Superpozicí záření z několika zakřivených částí wigleru je možno zvýšit intenzitu záření.

Zařízení, kde se elektron periodicky vychyluje s větším množstvím period, a to jak v rovině nebo po šroubovici, se nazývá interferenční vigler nebo také undulátor (undulator). Toto zařízení slouží k produkci kvazimonochromatického záření, lineárně nebo kruhově polarizovaného. Zajímavým zařízením je tzv. laser na volných elektronech (free electron laser). Je to interferenční vigler, na jehož obou koncích jsou zrcadla, která tvoří rezonátor. Za určitých podmínek zde může docházet ke stimulované emisi v oblasti viditelného světla a jeho blízkého okolí. Toto zařízení je však zatím ve stadiu vývoje.

Velké zdroje synchrotronového záření dosahují energií několika GeV (výjimečně i přes 10 GeV) a proudu až několika set mA. Mají po obvodu i několik desítek výstupů pro odběr synchrotronového záření a každý z nich zpravidla umožňuje napojení několika experimentů. Jsou nebo budou postaveny v těchto zemích: SSSR, Anglie, Francie, Itálie, NSR, Nizozemí, Švédsko, USA, Kanada, Japonsko.

4. Porovnání zdrojů synchrotronového záření s ostatními zdroji elektromagnetického záření

a) Oblast viditelného a infračerveného záření

Jas intenzivního zdroje synchrotronového záření je asi o dva řády větší než jas vysokotlaké rtuťové lampy. Je ovšem menší ve srovnání s výkonnými lasery. Zde má synchrotronové záření význam zejména pro spektrální oblast nepokrytou lasery a tam, kde je žádoucí pulsní charakter záření. (Laserové záření je monochromatické, synchrotronové spojitě.)

b) Vakuová ultrafialová oblast

Intenzita zdrojů spojitěho záření na bázi vzácných plynů je po monochromatizaci o řád menší ve srovnání se synchrotronovým zářením ze synchrotronu, a tedy minimálně o dva řády menší než záření z akumulárního prstence. Srovnatelnou nebo dokonce i vyšší intenzitu však mohou dát rezonanční lampy (např. HeI rezonanční lampa) pro určitý úsek spektra. Vcelku však platí, že i v této oblasti je zdroj synchrotronového záření jedinečným zdrojem všude tam, kde je zapotřebí laditelný zdroj v širokém spektrálním rozmezí.

c) Rentgenové záření

Jas zdrojů synchrotronového záření je o několik řádů vyšší než jas rentgenové lampy v oboru spojitěho rentgenového záření (rozumí se pro určitý obor vlnových délek). Pro porovnání výhodnosti použití zdrojů synchrotronového záření a klasického zdroje rentgenového záření je třeba brát v úvahu charakter experimentu. Tam, kde je pro experiment třeba vysoce paralelních svazků záření o laditelné vlnové délce, je výhodnost použití synchrotronového záření zcela jednoznačná. Pokud lze však využít i svazky s větší divergencí, než jaké může poskytnout synchrotronové záření, pak se rozdíl ve výhodnosti použití obou typů zdrojů snižuje. Za jistých okolností může být intenzita zá-

ření z rtg. lampy na spektrální čáře i srovnatelná s intenzitou odpovídajícího úseku spektra synchrotronového záření.

5. Detekce synchrotronového záření

Pro detekci synchrotronového záření se používají obvyklé detektory UV a rentgenového záření. Jsou to zejména fotografické emulze, fotoelektronové násobiče, ionizační detektory (ionizační komůrky, proporcionální počítače), scintilační a polovodičové detektory. Přesto má detekce synchrotronového záření určité zvláštnosti. Předně se zde můžeme setkat s detekcí vysokých intenzit, tzn. vysokých četností dopadajících fotonů. Tam nám obvyklé detektory založené na principu detekce jednotlivých fotonů zpravidla nejsou nic platné a je nutno použít detektorů, které registrují celkovou dopadající energii v určitém čase a které pracují s analogovým výstupem (ionizační komůrky, fotografické emulze ap.). Kromě toho vysoká intenzita synchrotronového záření činí výhodným použitím tzv. pozičně citlivých ionizačních detektorů. To jsou detektory, pomocí kterých lze určit jednu nebo dvě souřadnice místa dopadu fotonu a které tak v sobě spojují výhody registrace, jaká je při použití fotografické emulze s vysokou citlivostí ionizačních detektorů. Mají však na rozdíl od fotografické emulze menší prostorové rozlišení. Užití fluorescenčního stínítka ve spojení s televizním systémem umožňuje přímo sledovat některé děje, jako např. pohyb dislokací ap.

6. Shrnutí základních vlastností synchrotronového záření

a) Synchrotronové záření je spojitě v širokém oboru od rentgenových do infračervených, případně až do rádiových vlnových délek.

b) Synchrotronové záření je podstatně intenzivnější než záření z většiny ostatních zdrojů, s výjimkou výkonných laserů.

c) Synchrotronové záření má malou vertikální divergenci (měřeno od roviny orbity). Pro vlnové délky kratší než 0,1 nm je tato divergence menší než 1 úhlová minuta (tj. $3 \cdot 10^{-4}$ rad).

d) Synchrotronové záření je vysoce polarizované. V rovině orbity je lineárně polarizované, mimo ní elipticky polarizované.

e) Synchrotronové záření má pulsní charakter (jednotky až stovky MHz).

f) Synchrotronové záření z akumulárního prstence je velice stabilní.

g) U akumulárního prstence je možné provádět experimenty ve vysokém vakuu, a to připojením měřicí aparatury na jeho vakuový systém.

h) Parametry synchrotronového záření lze přesně spočítat, známe-li energii elektronů, jejich počet na oběžné dráze a poloměr zakřivení dráhy. Toho lze využít ke kalibraci zdrojů a detektorů.

i) S využitím přidavných zařízení je pravděpodobná možnost získání (alespoň částečně) koherentního záření.

7. Závěr

V závěru bych uvedl jen velice stručně dvě věci, kterým by při podrobnějším rozboru mohla být věnována rozsáhlá samostatná pojednání. První se týká experimentální stránky využívání synchrotronového záření. Jeho specifické vlastnosti si vyžadují též specifické experimentální uspořádání. Týká se to šterbin, monochromátorů, spektrometrů, stručně řečeno veškeré optiky. Je třeba si též uvědomit, že veškeré experimenty musí být automatizované nebo dálkově ovladatelné. Specifická je i organizace práce na takovémto pracovišti. Druhá stránka se týká aplikací synchrotronového záření. Lze říci, že s jeho pomocí se dosáhlo nových výsledků v celé řadě vědeckých disciplín. Spektroskopikům byly dány k dispozici vlnové délky, které klasické zdroje neposkytovaly, aspoň ne v použitelné intenzitě záření. Vysoká intenzita záření umožnila studium mikroskopických vzorků a studium látek vyskytujících se v nepatrných koncentracích. Otevřela se zde i možnost studia okamžitých stavů při studiu měnících se objektů. Nových výsledků se dosáhlo nejen ve vědách fyzikálních, ale i chemických a biologických. Zejména zde nezbyvá než odkázat čtenáře na některé publikace, které vyšly v poslední době a které podávají obsírný přehled o dosavadních aplikacích synchrotronového záření [1], [3], [4].

Literatura

- [1] H. WINICK, S. DONIACH: *Synchrotron radiation research*. Plenum Press, New York 1980.
- [2] J. SCHWINGER: *Phys. Rev.* 70 (1946) 798.
- [3] L. V. AZÁROFF: *X-ray spectroscopy*. McGraw-Hill 1974, s. 338.
- [4] C. KUNZ: *Synchrotron radiation (Techniques and Applications)*. Springer-Verlag 1979.

jubilea zprávy



K 75. VÝROČIU VÝZNAMNÝCH POSTÁV FYZIKY NA SLOVENSKU

Názory pamětníků [1] aj historické pramene [2] sa zhodujú v tom, že počiatky matematiky

na Slovensku treba klásť do obdobia vzniku Prírodovedeckej fakulty UK v Bratislave. Analogicky sa kladú do tohto obdobia aj počiatky fyziky. Takýto postoj je plne odôvodnený, lebo rozvoj fyziky na Slovensku sa opiera o rast fyziky na tejto fakulte po oslobodení v r. 1945. Musíme si však pripomenúť, že korene uvedomeného fyzikálneho života na Slovensku siahajú do r. 1923, kedy profesor VIKTOR TEISSLER na Lekárskej fakulte UK v Bratislave zriadil a viedol vysokoškolské fyzikálne pracovisko. Prof. Teissler podnikol a podporoval prácu matematicko-fyzikálneho krúžku JČMF, na ktorého pôde sa inšpirovala vedecká práca mladých slovenských fyzikov. Okrem domácich matematikov a fyzikov Ž. KRÍŽANA, J. MALÉHO, J. M. MOHRA, J.