

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Josef Šilar

Scintilační detektory [Dokončení]

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 5 (1960), No. 2, 158--168

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137052>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1960

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>

## FYSIKA

### SCINTILAČNÍ DETEKTORY

(Dokončení)

JOSEF ŠILAR, *Tesla-Liberec, Výzk. závod Přemýšlení u Prahy*

#### 3,2 Převod absorbované energie na fotony

Vnikne-li částice s elektrickým nábojem do scintilátoru, ztratí v ní část nebo celou svou energii. Případ nenabitě částice se převádí některým z dříve diskutovaných procesů na případ částice nabitě. Energie částice se spotřebuje na ionisaci, excitaci a v některých případech i na disociaci molekul scintilátoru.

V látkách, které nemají luminiscenční schopnost, je tato energie převedena v termické vibrace molekul a molekuly se vracejí takto do základního stavu bez vyzáření fotonů.

V luminiscenčních látkách naopak část energie vynaložená na excitaci molekul, je znovu vyzářena jako fotony o určitých energiích, odpovídajících rozdílům energií excitovaných hladin elektronů a jejich základních hladin.

V pevných a kapalných luminiscenčních látkách toto záření není monochromatické, ale je rozděleno do určitého luminiscenčního spektra, charakteristického pro dané luminiscenční látky.

Luminiscenční spektrum je nezávislé na druhu ionisujícího záření a je v celku stejné i při buzení ultrafialovými paprsky. Energetická účinnost tvorby luminiscenčních fotonů je pro ionisující částice daleko menší, než pro vybuzení ultrafialovými paprsky.

Proces vybuzení luminiscenčního záření u anorganických krystalů zahrnuje spíše krystalovou mřížku jako celek, než jednotlivé molekuly.

U krystalů s vodivými pásmy převede excitační energie elektrony z valenčních pásem do pásem vodivých. Elektrony nebo díry procházejí krystalem, až jsou rekombinovány v luminiscenčních centrech. Pro krystaly, které nevykazují fotovodivost, vytvoří excitace způsobená dopadlou částicí, excitace nové, které znovu procházejí krystalem, až jsou některým centrem proměněny na fotony.

Tento proces je účinný, ale způsobuje dlouhé zhášecí doby.

U organických látek (vesměs uhlovodíky s dvojnými vazbami) jsou molekuly k sobě vázány daleko slaběji než u látek anorganických a proto krystalická vazba má malý vliv na emisní spektra.

U organických látek vykládá se postup excitace krystalem dvojným způsobem: fotony o značně kratší vlnové délce, než je průměrná vlnová délka emisního spektra, nebo jistou formou intermolekulární vazby. Excitace se šíří v krystalech v obou případech rychlostí světla a zhášecí doby organických krystalů jsou velmi malé.

Podle druhů luminiscenční látky je ionizační energie převáděna na energii fotonů s větší, nebo menší účinností.

Pro částice s malou specifickou ionisací (částice beta) je počet luminiscenčních fotonů, připadající na jednu scintilaci, úměrný absorbované energii.

V organických luminiscenčních látkách klesá účinnost převodu energie rychle se zvětšující se specifickou ionisací. Pro těžké částice jako protony, částice alfa a ionty není počet emitovaných fotonů úměrný absorbované energii a je závislý na druhu částice. Pro organické krystaly udává Birks vztah mezi specifickou fluorescencí  $\frac{dS}{dr}$  a specifickou ztrátou energie  $\frac{dE}{dr}$

$$\frac{dS}{dr} = \frac{A \frac{dE}{dr}}{1 + kB \frac{dE}{dr}}$$

Pro  $\frac{dE}{dr}$  malé (elektrony) platí:

$$\frac{dS}{dr} = A \cdot \frac{dE}{dr}, S = AE.$$

V tomto případě je výška pulsu úměrná energii částice. Pro  $\frac{dE}{dr}$  velké (částice alfa) je

$$\frac{dS}{dr} = \frac{A}{kB}, \quad S = \frac{A}{kB} \cdot r;$$

výška pulsu je úměrná doběhu částice v scintilační látce.

Konstantu  $A$  můžeme určit ze vztahu  $A = \frac{S_{e1}}{E_{e1}}$ , kde  $S_{e1}$  je výška pulsu elektronu (ve voltech),  $E_{e1}$  energie elektronu.  $kB$  je konstanta pro danou luminiscenční látku nezávislá na registračních podmínkách; může být určena změřením výšky pulsu částic alfa a beta za stejných podmínek. Pak platí:

$$kB = \frac{S_{e1} \cdot E_{\alpha}}{S_{\alpha} \cdot E_{e1}},$$

kde  $S_{\alpha}$  je výška pulsu částice alfa (ve voltech),  $E_{\alpha}$  energie alfa částice.

Účinnost převodu ionizační energie na energii luminiscenčních fotonů je poměrně malá a závisí podstatně na druhu a jakosti luminiscenčních látek.

### 3.3 Soustředění fotonů na fotokatodu fotonásobiče

Aby scintilační detektor byl citlivý, je nutno soustředit co největší část luminiscenční látkou emitovaných fotonů na fotokatodu fotonásobiče.

Elektricky nabitá částice ionisuje molekuly luminiscenční látky po celé své dráze. Po vrácení se elektronů na základní hladinu vyletují fotony všemi směry. Předpokládáme-li, že rozdělení fotonů co do směru je stejné, je část fotonů, které projdou základnou válce přibližně úměrná poměru ploch základny ke zbyvajícím plošce válce. Tato hodnota je o něco větší vzhledem k totálnímu obrazu fotonů na povrchu válce.

Index lomu používaných luminiscenčních krystalů je větší než  $\sqrt{2}$ , takže mezní úhel pro luminiscenční látku je menší než  $45^\circ$ .

Aby se fotony mohly z krystalu vůbec dostat ven, musí dopadat na plochu krystalu pod menším úhlem než je úhel mezný, jinak jsou totálně reflektovány.

Gillette udává pro krystaly ve tvaru krychlí tyto hodnoty (tab. 7):

*Tabulka 7*  
Absorpce světla totální reflexí

Látka	$n$	Světlo prošlé jednou stěnou	Světlo pohlcené v krystalu
CdWO <sub>4</sub>	2,30	5,0 %	70,0 %
CaWO <sub>4</sub>	1,93	7,2	56,0
NaI (Tl)	1,77	8,7	47,5
KI (Tl)	1,68	9,9	40,8
antracen	1,59	11,1	33,9
naftalin	1,58	11,2	32,8

Aby poměr fotonů dopadlých na fotokatodu ke vzniklým fotonům byl co největší, používají se dva způsoby, které tento poměr podstatně zlepšují:

(a) zajistíme co největší reflexi světla na všech plochách krystalu, které nepřiléhají k fotokatodě. Postříbríme-li, nebo pokryjeme-li krystal hliníkovou folií, můžeme počet fotonů dopadnuvších na fotokatodu značně zvýšit.

Ještě účinnější a v mnoha případech vhodnější je způsob používající difusního odrazu světla. Nejpoužívanější látkou je práškový kysličník hořečnatý.

Následující tabulka udává koeficienty odrazu často používaných látek (tab. 8):

*Tabulka 8*  
Koeficienty reflexe některých látek

Látka	Koeficient odrazu	Látka	Koeficient difusního odrazu
leštěné stříbro	0,8 — 0,93	matné stříbro	0,71
leštěný hliník	0,65 — 0,75	čistá sádra	0,85 — 0,90
		MgO	0,96
		bílá barva	0,80

b) zajistíme co nejlepší optický kontakt.

U fotonásobičů s polopropustnou fotokatodou na čelném okénku, můžeme dále zvýšit počet fotonů dopadajících na fotokatodu tím, že mezi krystal a okénko dáme vhodnou látku, která má hodnotu indexu lomu stejnou jako krystal nebo sklo okénka. Tím odstraníme vzduchovou vrstvu mezi krystalem a okénkem, značně zvýšíme hodnotu mezného úhlu, která je v tomto případě určena rozdílem indexů lomu krystalu a skleněného okénka.

Látky používané k tomuto přechodu musí mít pro emitované světlo co největší propustnost, musí dobře lnout k plochám a musí být časově stálé. Nejlépe se osvědčily husté minerální oleje, glycerin a tekutý parafin. V případech, kdy krystal zůstává trvale připojen k fotonásobiči, používáme kanadského balsámu, nebo silikonových vaselin.

Při dobrém optickém kontaktu a optimální reflexi je poměr elektronů dopadajících na fotokatodu ke vzniklým fotonům pro malé krystaly takřka roven jedné.

Jak dalece záleží na optickém kontaktu a na reflektoru, ukazuje průběh integrálních křivek závislosti počtu impulsů na diskriminační hladině (obr. 6).

Měření bylo provedeno pro plastický scintilátor. Jako zdroj kvant gama byl použit  $\text{Co}^{60}$ . Optický kontakt byl zaručen silikonovým olejem  $\mu = 1,504$ , jako reflektoru jsme použili  $\text{MgO}$ .

V některých případech, kdy je nutno luminiscenční látku umístit ve vakuu, nebo v silných magnetických polích, používají se tzv. světlovodiče. Jako světlovodiči se používá křemene, polystyrenu, umaplexu, lucitu a jiných látek.

Používáme-li velkých luminiscenčních krystalů, jejichž základna je větší než plocha okénka násobiče, používají se světlovodiče ve formě komolého kužele.

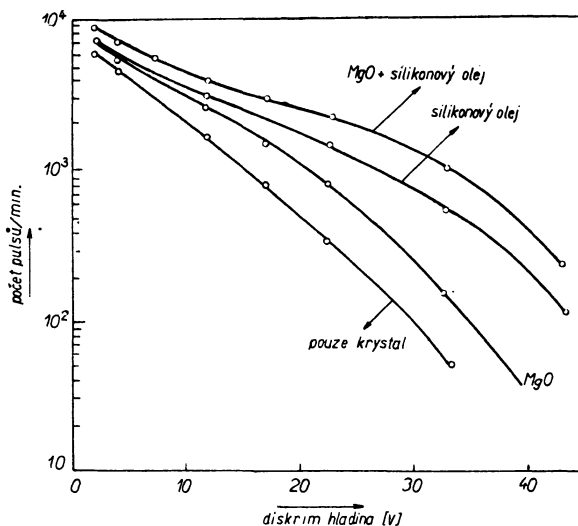
Citlivost fotokatody není na všech místech fotokatody stejná. Aby tento nedostatek nezpůsobil příliš velký statistický rozptyl, vkládají se mezi luminiscenční látku a okénko násobiče světlovodiče, které difusí rozdělí fotony rovnoměrně na celou fotokatodu. Používáme-li difusního reflektoru, je světlovodič z těchto důvodů zbytečný.

**Samoabsorpce** luminiscenčních látek.

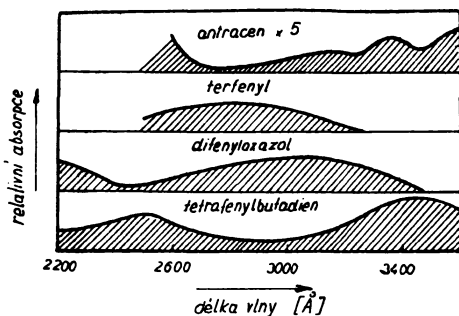
U většiny luminiscenčních látek leží emisní spektrum v ultrafialové a fialové oblasti. Pro tak krátké vlny má většina látek velký absorpční koeficient.

Je žádoucí, aby luminiscenční látky měly co nejmenší absorpci pro vlastní emisní záření, to znamená, aby absorpční a emisní spektrum látky se překrývaly co nejméně.

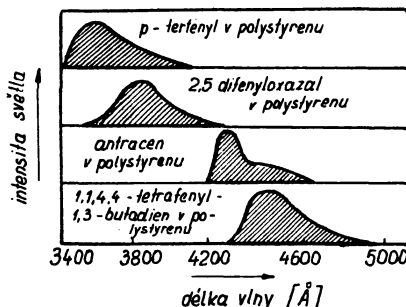
Absorpce světla je dána vztahem  $A = e^{-\mu d}$ , kde  $\mu$  je absorpční koeficient a  $d$  tloušťka vrstvy. Absorpční koeficient je závislý na délce vlny světla a pravidelně vzrůstá se zkr-



Obr. 6. Schematicky možné přechody.



Obr. 7. Absorpční spektra některých organických luminoforů.



Obr. 8. Emisní spektra některých organických luminoforů.

eující se délkou vlny. V případě, že se absorpční a emisní spektra překrývají, jsou látkou absorbovány především nejkratší vlnové délky.

Pro organické krystaly a dobrý jodid sodný je absorpční koeficient takřka pro celý obor emisního spektra malý a tak tyto látky mohou být používány i ve větších tloušťkách.

U sírníku zinečnatého a některých jiných látek je samoabsorpce veliká, mohou být proto použity jen ve velmi tenkých vrstvách. Těchto fosforů se dá s výhodou použít pro detekci částic alfa.

Samoabsorpci kapalinových nebo plastických luminiscenčních látek lze podstatně snížit, přidáme-li k základní luminiscenční látce malé množství jiné luminiscenční látky, která má emisní spektrum posunuto k delším vlnovým délkám.

Na obrázcích 7 a 8 jsou zachycena absorpční a emisní spektra některých organických luminiscenčních látek.

### 3,31 Scintilátory a jejich parametry

Scintilátor je hlavní součást scintilačního detektoru, která svými vlastnostmi určuje základní charakteristiky.

Abychom dostali vysoce citlivý přístroj, je třeba, aby použitý scintilátor splňoval řadu podmínek:

- a) Musí mít vysokou konverzní účinnost pro energii dopadajícího záření nebo částic.
- b) Emisní spektrum musí ležet v oboru maxima spektrální citlivosti fotokatody použitého násobiče. Je žádoucí, aby maximum spektrální citlivosti fotokatody leželo v ultrafialové oblasti. Fotokatody, citlivé v červené oblasti, mají vysokou termoe emisí.
- c) Scintilátor má být propustný pro vlastní emisní spektrum.
- d) V mnoha případech je nutné, aby scintilátor tvořil opticky homogenní systém poměrně velkých rozměrů (monokrystal, čirý roztok), který je možno mechanicky opracovat.
- e) Aby fotony emisního spektra mohly bez velkých ztrát opustit objem scintilátoru, je třeba, aby hodnota indexu lomu scintilátoru byla přibližně stejná jako index lomu skla, na kterém je nanášena fotokatoda násobiče.
- f) Scintilátor musí mít vysokou brzdící schopnost pro detekované záření (pro záření gama vysokou hustotu, pro rychlé neutrony velký obsah vodíku atd.).
- g) Musí mít co nejkratší zhasací dobu (zvláště důležité při detekci vysokých aktivit a koincidenčních měření).
- h) Nesmí měnit své vlastnosti při dlouhodobém intenzivním radioaktivním ozáření.

Další požadavky, jako např. stálost ve vakuu, malá teplotní závislost výtěžku, chemická netečnost a jiné, závisí na speciálních podmínkách kladených na přístroj.

V dnešní době je vyvinuta a vyráběna řada organických a anorganických scintilátorů, splňujících zcela nebo částečně shora uvedené požadavky.

Organické scintilátory jsou běžně používány v scintilační technice jako kapaliny, gely, pevné roztoky — tak zv. plastické scintilátory a krystaly.

Většina z nich jsou deriváty benzenu a podobných materiálů s dvojnými konjugovanými vazbami. Molekulární strukturu některých z těchto scintilátorů zachycuje obr. 9.

Nejčastěji používané organické krystaly jsou antracen a stilben.

Antracen má z dosud známých organických scintilátorů největší konverzní účinnost (kolem 4%). Z tohoto důvodu je často srovnávána luminiscenční účinnost ostatních organických scintilátorů s luminiscenční účinností antracenu. Maximum emisního spektra leží kolem 4.450 Å a dobře se kryje se spektrálním průběhem antimonocesiové fotokatody. Zhasací doba antracenu při pokojové teplotě je asi  $2,7 \cdot 10^{-8}$  sec.

Výroba kvalitních antracenových krystalů je po technologické stránce velmi obtížná, zvláště chceme-li dostat krystaly o větších rozměrech ( $\varnothing > 2$  cm).

Po této stránce je výhodnější pěstování stilbenu. Stilben má nižší luminiscenční účinnost (60% antracenu), maximum emisního spektra kolem 4.100 Å, ale má podstatně kratší zhášecí dobu  $7 \cdot 10^{-9}$  sec.

Ostatní organické krystaly jako naftalin, terfenyl, difenylacetylen, kvaterfenyl a jiné jsou používány v scintilační technice daleko méně.

Po excitaci nevyzáří organické krystaly všechnu absorbovanou energii. Část energie zůstává „uskladněna“ v krystalové mřížce a podmiňuje dlouhodobou fosforescenční složku (viz tabulku 9).

Plastické scintilátory mají velmi malou fosforescenční složku a zhášecí dobu řádově  $10^{-9}$  sec. Jako základního materiálu k výrobě plastických scintilátorů používá se monoméru styrenu nebo vinyltoluenu. V monoméru je rozpuštěn základní luminifor – zpravidla p-terfenyl v několika procentech váhy monoméru a malé množství 0,01–0,1% dalšího luminiforu, jehož emisní spektrum leží v oboru maximální citlivosti antimonocesiové fotokatody – tzv. posunovače.

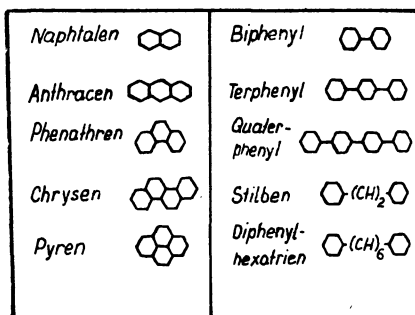
Kapalný roztok je polymeračním pochodem převeden do pevného stavu.

Přednosti plastických scintilátorů jsou v možnosti výroby velkých vzorků ( $\varnothing$  několik dm) v konstrukčně nenáročných zařízeních a v snadné opracovatelnosti do libovolných tvarů. Výrobní náklady jsou oproti organickým krystalům nesrovnatelně menší. Luminiscenční účinnost dobrých scintilátorů dosahuje asi 45% antracenu.

Kapalné scintilátory mají ze všech známých scintilátorů nejkratší zhášecí dobu řádově  $10^{-9}$  sec a nevykazují fosforescenční složku.

Podobně jako u plastických scintilátorů skládají se kapalné scintilátory zpravidla ze tří složek; z rozpustidla, ze základního luminiforu a z posunovače.

Jako rozpustidla používá se vysoce čistého benzenu, toluenu, cyklohexanu atd. Část energie nukleární částice (elektronu) je převedena rozpustidlem na luminiscenční fotony o krátké vlnové délce. Tyto fotony jsou absorbovány základním luminiforem (p-terfeny-



Obr. 9. Molekulární struktura organických scintilátorů.

Tabulka 9

Dlouhodobé zhášecí složky scintilátorů

Scintilátor	Zhášecí doba ( $\mu$ sec)	Množství vyzářeného světla (%)	Zhášecí doba ( $\mu$ sec)	Množství vyzářeného světla (%)	Zhášecí doba ( $\mu$ sec)	Množství vyzářeného světla (%)	
NaI(Tl)	1 13	1,5	200	8			
Antracenu	0,12	15	3	3,5	110	4,5	
Stilben	0,25	6	4	5,5	80	5	
Plastický scintilátor	0,13	6	2,5	4	40	0,7	
Roztoky		Žádná dlouhodobá fosforescenční složka					

lem) a vyzářeny ve formě vlastního emisního spektra, jehož maximum je posunuto k delším vlnovým délkám (u p-terfenylu kolem 3.600 Å).

Fotony o tak krátkých vlnových délkách jsou však ještě ve značné míře ve scintilátoru o větších rozměrech absorbovány a dochází tak k optickým ztrátám. Proto se používá dalšího luminoforu, který s velkou účinností absorbuje ultrafialové fotony a převádí je na fotony o delší vlnové délce. Tím jsou redukovány optické ztráty, je umožněno použití scintilátorů o velkých rozměrech a emisní spektrum scintilátoru je posunuto do oboru vysoké citlivosti fotokatody fotonásobiče.

Aby byla dosažena vysoká luminiscenční účinnost plastických a kapalných scintilátorů, je nutné, aby jak luminofory tak rozpustidla byly extrémně čisté látky. Přítomnost nečistot ve stopových množstvích má za následek absorpci energie cizími molekulami, aniž by byla energie převedena na fotony; nastává tzv. zhášení.

Nečistoty nemusí být ve formě kapalných nebo pevných látek. Kyslík rozpuštěný v kapalných scintilátorech má zvláště silný zhášecí účinek. Odstraněním kyslíku z roztoku probubláváním dusíkem se luminiscenční účinnost podstatně zvýší. Také polymerizační proces při výrobě plastických scintilátorů musí probíhat bez přítomnosti kyslíku.

Anorganické scintilátory došly použití především pro detekci záření gama a alfa. Vedle práškových a syntetických fosforů — jako např.  $\text{ZnS(Ag)}$  a  $\text{CaWO}_4$  byly vyvinuty účinné scintilátory o velkých rozměrech; vesměs alkalické halogeny.

Vrstvička  $\text{ZnS(Ag)}$  se dobře osvědčila pro detekci záření alfa a protonů.  $\text{ZnS(Ag)}$  má ze všech dosud známých scintilátorů největší konverzní účinnost ~25%. Na závadu je poměrně dlouhá zhášecí doba  $\sim 10^{-5}$  sec a velká fosforescenční složka. Přídavkem niklu je možno fosforescenční složku potlačit, ale je tím snížena i luminiscenční účinnost.

Ze syntetických scintilátorů mají nejvhodnější vlastnosti  $\text{CaWO}_4$  a  $\text{CdWO}_4$ . Vysoká hustota zvláště  $\text{CdWO}_4$  (7,9 gm/cm<sup>3</sup>) zaručuje vysokou detekční účinnost pro záření gama. Příčiny proč tyto scintilátory nedošly širšího použití v moderní scintilační technice, jsou vysoký index lomu a tím podmíněná špatná optická účinnost a obtížná výroba vzorků o větších rozměrech (několik cm<sup>3</sup>).

Alkalické halogenidy představují nejdůležitější scintilátory, určené pro detekci záření gama.

Výroba krystalů se běžně provádí dvěma metodami; metodou tažení krystalu z taveniny pomocí zárodečného krystalu nebo metodou, při níž kelmek s taveninou prochází teplotním gradientem. Oběma způsoby je možno získat čiré monokrystaly o poměrně velkých rozměrech.

Nejdůležitějším scintilátorem této skupiny je krystal jodidu sodného aktivovaný thaliem. Konverzní účinnost  $\text{NaI(Tl)}$  krystalů závisí na koncentraci thalia a v optimálním případě dosahuje až 8–10%. Zhášecí doba při pokojové teplotě je asi  $2,5 \cdot 10^{-7}$  sec.

Čiré krystaly jsou vysoce transparentní pro vlastní emisní spektrum. Vysoké atomové číslo jodu podmiňuje poměrně vysokou absorpci záření gama fotoefektem. Lineární vztah mezi intenzitou scintilací a absorbovanou energií je splněn v širokém oboru. Z těchto důvodů jsou  $\text{NaI(Tl)}$  krystaly běžně používány v scintilační spektrometrii záření gama. Nevýhodou  $\text{NaI(Tl)}$  krystalů je vysoká navlhavost, která vyžaduje pečlivého pouzdření. Dostane-li se do krystalu vlaha, tento zežlutne a jeho luminiscenční účinnost klesá.

V poslední době byla věnována značná pozornost především sovětskými pracovníky jodidu cesnému aktivovanému thaliem. Předností  $\text{CsI(Tl)}$  oproti  $\text{NaI(Tl)}$  je to, že není hygroskopický a že hustota a průměr atomového čísla jsou oproti  $\text{NaI(Tl)}$  vyšší.

Čiré krystaly o poměrně velkých rozměrech jsou vysoce transparentní pro vlastní emisní spektrum. Luminiscenční účinnost je asi 70%  $\text{NaI(Tl)}$ . Cena suroviny  $\text{CsI(Tl)}$  a tím i krystalu ve srovnání s  $\text{NaI(Tl)}$  je však mnohonásobně vyšší.



KI(Tl) krystaly nejsou hygroskopické a mohou být proto použity s výhodou pro detekci těžkých ionisujících částic (protonů, částic alfa). Zhášecí doba je větší než  $10^{-6}$  sec a je přítomna fosforescenční složka. Použití KI(Tl) v scintilační technice je omezeno přítomnou aktivitou  $K^{40}$ , která má za následek vysoké pozadí přístroje. Konverzní účinnost KI(Tl) je asi 2%.

Tabulka 10

Parametry v scintilační technice nejčastěji užívaných scintilátorů

Luminisc. látka	Hus- tota	Index lomů	Max. emis. spektra	Zháš. doba (m $\mu$ sec)	Kon- ver. účin.	Poznámka
NaI(Tl)	3,67	1,77	4100 Å	250	10 %	detekce a spektrometrie zář. gama
Cs I (Tl)	4,5	1,75		1000		det. a spektrometrie zář. gama a alfa
KI(Tl)	3,2	1,65	4000	1000	2	detekce záření alfa a gama
CaWO <sub>4</sub>	6,1	1,9	4300	3000		detekce záření gama
Antracén	1,25	1,59	4400	32	4	detekce a spektrom. záření beta
Stilben	1,16		4100	8		detekce záření beta
Polystyren + tetra- fenylobutadien	1,06	1,59	4500 3200—	5		detekce zář. beta — velké plochy
Terfenyl v xylenu	0,86	1,5	4000	2		detekce nízkoenerg. záření beta, detektory zář. gama o velkých objemech
ZnS(Ag)	4,09	2,4	4500	10000	28	detekce zář. alfa a protonů

Krystaly LiI(Tl) jsou někdy používány k detekci neutronů. Nukleární reakce  $Li^6$  ( $n, \alpha$ )  $H^3$  dává úhrnnou energii ionisujícího záření 4,8 MeV. Impulsy odpovídající této reakci mají stejnou výšku a mohou být snadno odlišeny od impulsů způsobených pozadím záření gama.

V tabulce 10 jsou zachyceny parametry v scintilační technice nejčastěji užívaných scintilátorů a naznačeno použití.

### 3,4 Absorpce fotonů fotokatodou a emise fotoelektronů

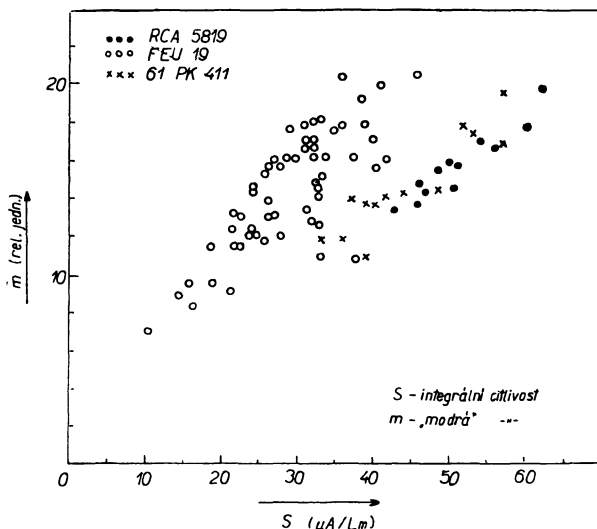
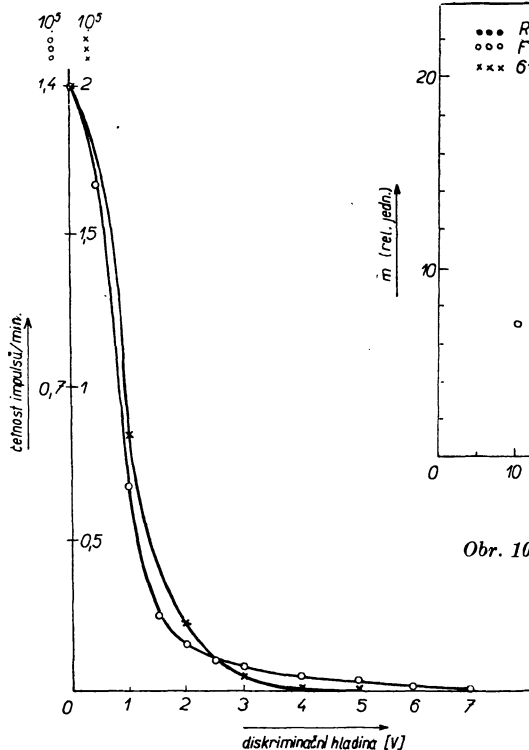
Aby scintilace mohly být registrovány běžnými elektronickými přístroji, je nutno převést fotony na elektrické impulsy o dostatečně vysoké amplitudě. Tento převod se děje v zařízení, kterému říkáme fotonásobič. Fotonásobič se skládá z fotokatody a ze zesilovacího systému.

Fotokatodou fotonásobiče jsou fotony emisního spektra scintilátoru absorbovány a přeměněny fotoelektrickým efektem na nízkoenergetické elektrony. Aby tento převod byl co nejúčinnější musí mít fotokatoda vysokou citlivost, zvláště v oboru maxima emisního spektra.

Polopropustná antimonocesiová vrstva vyhovuje těmto požadavkům. U většiny běžně vyráběných typů fotonásobičů pohybuje se citlivost fotokatody od 20  $\mu$ A/lum. — 60  $\mu$ A/lum. Definujeme-li kvantovou účinnost fotokatody jako poměr vzniklých fotoelek-

tronů k počtu dopadlých světelných kvant, pak se kvantová účinnost fotokatody pohybuje mezi 5–15%.

Fotokatoda je u fotonásobičů používaných v scintilační technice nanášena na vnitřní stěně čela skleněné baňky. Omezená propustnost skla snižuje citlivost fotokatody pro ultrafialové záření. Protože všechny scintilátory mají část emisního spektra v ultrafialové oblasti, je pro účinnost fotokatody směrodatná tzv. „modrá“ citlivost, která je ovšem značně nižší než standardně měřená integrální citlivost fotokatody. Vlivem různých tech-



Obr. 10. Poměr „modré“ k integrální citlivosti.

Obr. 11. Amplitudový rozptyl šumových impulsů.

nologických podmínek a různých propustností skla liší se poměr modré a integrální citlivosti pro různé typy fotonásobičů. Značný rozptyl pozorujeme i pro fotonásobiče téhož typu (obr. 10).

Antimonocesiové fotokatody vykazují při vysoké citlivosti poměrně nízkou termoemisi elektronů. V průměru emituje  $1 \text{ cm}^2$  antimonocesiové fotokatody při pokojové teplotě asi  $5 \cdot 10^3$  elektronů za vteřinu. Tato hodnota se u vzorků téhož typu může lišit více než o řád. Počet emitovaných elektronů fotokatodou závisí vedle teploty také na jemném stavu. Ozáříme-li fotokatodu denním světlem, nebo ultrafialovou výbojkou, vybudí se tato a emituje velké množství elektronů i po odstínění. K dosažení původního stavu emise elektronů je zpravidla potřeba velkých časových intervalů.

Termoemisi elektronů fotokatodou je nutno redukovat na co nejnižší míru; dostanou-li se termické elektrony do zesilovacího systému fotonásobiče, vyvolají po znásobení na výstupu šumové impulsy s určitým amplitudovým rozptylem (obr. 11). Jak rozptyl, tak počet šumových impulsů omezuje práh citlivosti celého přístroje.

### 3,5 Násobení elektronů zesilovacím systémem fotonásobiče

Po vyražení elektronů z fotokatody luminiscenčními fotony, jsou elektrony na základě sekundární emise ve fotonásobiči násobeny. Byla prozkoumána řada látek, slitin a složení vrstev, které mají vysoký koeficient sekundární emise. Opakováním procesu sekundární emise na řadě stupňů můžeme dosáhnout značných zesílení. Při pracovních podmínkách mají dnes používané typy násobičů zesílení  $10^5 - 10^6$ . Mají-li dynody koeficient sekundární emise  $\sigma$ , pak na  $n$  stupních dostaneme zesílení:

$$Z = c \cdot \sigma^n,$$

kde  $c$  je průměrná veličina udávající účinnost soustředění elektronů emitovaných dynodou na dynodu následující.

Koeficient sekundární emise je závislý na energii dopadajících primárních elektronů na povrch dynody. Jako u jednotlivých dynod, tak také celkové zesílení závisí na napětí, které klademe na celý násobič. Provozní napětí u používaných typů je v oboru od 600—2000 V.

Napětí pro jednotlivé dynody odebíráme z odporového děliče. Velikost a zatížitelnost odporu volíme podle toho jaký maximální proud bude procházet násobičem. Proud děličem má být aspoň 10násobkem tohoto proudu.

Zesílení fotonásobičů je závislé přibližně na sedmé mocnině napětí. Je proto nutné používat zdrojů VN o koeficientu stabilisace řádově alespoň  $10^{-3}$ .

Správnou funkci fotonásobiče podmiňuje dobře řešený elektrooptický systém, do kterého počítáme jak fokusační systém, zajišťující soustředění fotokatodou emitovaných elektronů na první dynodu, tak fokusací sekundárních elektronů na další zesilovací stupeň.

Homogenita dynod a jejich počet ovlivňuje statistický rozptyl výšek impulsů na výstupu fotonásobiče. Zajištění co nejmenšího statistického rozptylu je zvláště důležité, provádíme-li amplitudovou analýzu.

Doba průchodu laviny elektronů fotonásobičem závisí na konstrukci fotonásobiče a na intenzitě elektrostatického pole mezi jednotlivými dynodami. Kruhovými systémy (RCA) a v poslední době speciálně konstruovanými longitudinálními systémy trvá průlet laviny řádově  $10^{-9}$  sec; obyčejnými longitudinálními systémy (EMI-FEU) je průletová doba řádově větší.

Z uvedeného vyplývá, že fotonásobič je zařízení, které je schopno s vysokou účinností detekovat jednotlivé fotony a převádět je na elektrické impulsy, které mohou být dále zpracovány běžnými elektrickými zařízeními.

Nejmenší elektrické impulsy, které dostáváme na výstupu fotonásobiče, jsou jednoelektronové impulsy. Průměrnou výšku těchto impulsů ve voltech vypočítáme ze vztahu:

$$E = 3,3 \cdot 10^{-10} \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{Z}{C},$$

kde  $Z$  je zesílení fotonásobiče,  $C$  kapacita výstupu fotonásobiče ve Faradech.

Je-li  $E_A$  energie částice, absorbovaná luminiscenční látkou (eV),  $K$  konverzní účinnost luminiscenční látky (%),  $P$  propustnost luminiscenční látky pro vlastní světlo,  $G$  optická geometrie systému,  $U$  kvantová účinnost fotokatody v %,  $U_f(\nu)$  frekvenční závislost účinnosti fotokatody,  $E_f$  průměrná energie fotonů (eV),  $C$  kapacita výstupu fotonásobiče (F),  $Z$  zesílení fotonásobiče, pak výška impulsů vyvolaná scintilací na výstupu fotonásobiče je dána vztahem:

$$V = 3,3 \cdot 10^{-10} \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{E_A \cdot K \cdot P \cdot G \cdot U \cdot f(\nu)}{E_f} \cdot \frac{Z}{C}.$$

První zlomek určuje počet vyražených fotoelektronů z fotokatody fotonásobiče a určuje jakost detekčního systému.

#### 4. Závěr

V tomto článku jsou popsány princip, parametry základních součástí a možnosti použití scintilačních detektorů. Pochody, které se uplatňují při detekci radioaktivního záření scintilačními detektory, jsme sledovali až na výstup fotonásobiče, kde náboj elektronů vyvolá na rozptylové kapacitě výstupu napěťový impuls. U běžných fotonásobičů bývá výška napěťových impulsů v oboru řádově od setin do jednotek voltů. Aby tyto impulsy bylo možno běžnými vyhodnocovacími zařízeními registrovat, je nutno impulsy zesílit, tvarovat a diskriminovat,

V náročnějších aplikacích — jako jsou např. scintilační spektrometrie a koincidenční a antikoincidenční aparatury, používají se v scintilační technice speciální elektronické obvody, jejichž funkcí a parametry se v tomto článku nemůžeme zabývat; hlubší popis těchto zařízení by vyžadoval zvláštní publikaci.

I když po této stránce je článek neúplný, doufáme, že podá čtenáři aspoň v hrubých rysech obraz možnosti aplikací scintilačních detektorů v různých oborech.

#### Literatura

- [1] Garlick G. F. J., *Progress in Nuclear Physics*, 1952, vol. 2, Pergamon Press Ltd. London, str. 51.
- [2] Curran S. C., *Luminescence and the Scintillation Counter*, 1953, Butterworths Scientific Publications, London.
- [3] Birks J. B., *Scintillation Counters*, 1954, London Pergamon Press Ltd.
- [4] Swank R. K., *Ann. Rev. of Nuclear Science*, 1954, 4, str. 111.
- [5] Čečík N. O. a d., *Elektronnyje umnožiteli*, 1954, GITTL, Moskva.
- [6] Morton G. A., *I. C. P. U. A. C.*, 1955, 61.
- [7] Sharpe J., *Nuclear Radiation Detectors*, 1956.
- [8] Siegbahn Kai, *Beta and Gamma Ray Spectroscopy*, 1956, (Bell P. R., str. 133—164).
- [9] Šilar Josef, Závěrečná zpráva 3201347, VÚPEF, 1955.
- [10] Šilar J., Závěrečná zpráva 81(3210)048, VÚPEF, 1956.