

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Aleš Fořt

Charakteristiky scintilačních látek. II

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 3 (1958), No. 2, 161--173

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137409>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1958

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

CHARAKTERISTIKY SCINTILAČNÍCH LÁTEK II¹⁾

ALeš FOŘT

(Katedra obecné fyziky mat.-fys. fakulty Karlovy university)

Ke studiu spekter je zapotřebí se nejprve seznámit s emisními spektry scintilačních látek, neboť tato spektra určují volbu fotokatody fotonásobiče, jeho obal a případně další optická zařízení. Kapalné scintilační látky se vkládají do kyvet, takže v těchto případech je nutno brát v úvahu i materiál kyvety. Při zkoumání hlavních scintilačních procesů musíme se též seznámit s emisními spektry látek, a to mnohem podrobněji, než potřebujeme pro volbu optického zařízení.

Scintilační látky obsahují nečistoty [někdy úmyslně přimísené — na př. NaI(Tl) a pod.], které ovlivňují jak rozpadovou dobu, tak účinnost scintilačních látek. Nečistoty způsobují buď zhášení, takže se sníží rozpadová doba, nebo fluoreskují, což má za následek, že dostaneme rozpadovou dobu charakteristickou pro danou nečistotu. Konečně se mohou vytvořit záchytná centra pro elektrony, která způsobují fosforescenci. Vlastní absorpce může změnit pozorovanou rozpadovou dobu scintilačních látek a je dobře známo, že u monoatomických plynů je záření „uzavřeno“ po dlouhou dobu vlivem opakované vlastní absorpce. U pevných látek není tento vliv zdaleka tak patrný, neboť jak již bylo dříve uvedeno, jsou emisní spektra posunuta k delším vlnovým délkám vůči spektrům absorpčním. Vzhledem k tomu, že se emisní a absorpční spektra přesto částečně překrývají, nastane částečná vlastní absorpce vzniklého záření v případě tlustého vzorku. Zvolíme-li stejné předpoklady jako při odvozování rovnice (3) [1¹⁾], dostaneme tento výraz pro rozpadovou dobu tlusté scintilační látky

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 - q(1 - b/a)}, \quad (9)$$

kde τ_0 je t. zv. molekulární životní doba a poměr b/a udává pravděpodobnost, že emitovaný foton opustí scintilační látku, aniž nastane jeho absorpce. Pro praktické aplikace se měří τ , pro interpretaci naměřených výsledků je zapotřebí určit τ_0 .

Téměř všechna měření rozpadových dob byla provedena pomocí fotonásobičů, které umožňují měření rozpadových dob s poměrně velkou přesností až do 10^{-8} vt. Pod tuto hodnotu už fotonásobič sám ovlivňuje rozpadovou dobu scintilační látky. Vliv fotonásobiče je způsoben dobou, která je zapotřebí pro přenos elektronů z fotokatody na anodu. Tato doba je závislá na příklad na počtu násobících stupňů, na stupni fokusace, na vzdálenosti mezi dynodami a na vloženém napětí. Pro fotonásobiče používané v scintilačních měřeních je tato doba asi 10^{-9} až $2 \cdot 10^{-8}$ vt.

¹⁾ Část I viz v tomto časopise, roč. 1957, č. 2.

Rozpadovou dobu nelze určit z jednoho pulsu, neboť počet vzniklých fotoelektronů na fotokatodě, při jednotlivé vzniklé scintilaci často nepřesahuje několik set. Máme zde podobný problém jako při měření poločasu radioaktivní látky s krátkou dobou života, kde celková aktivita způsobí jenom několik set pulsů. Přesnost měření můžeme zvýšit zvýšením energie ionisující částice, případně použitím umělé excitace pomocí krátkodobých nárazů velkého počtu vysokoenergetických částic.

V zásadě známe tři procesy, které nám popisují rozpad luminiscence. První z těchto procesů je t. zv. fluorescenční rozpad, který je určen výrazem

$$f(t) = (1/\tau) \exp(-t/\tau). \quad (10)$$

Parametr rozpadu τ je prakticky nezávislý na teplotě a hustotě excitace. Druhý proces, t. zv. fosforescenční rozpad, pro který vyhovuje rovnice (10), při čemž je parametr τ , silně závisí na teplotě podle vztahu

$$(1/\tau) = s \cdot \exp(-\varepsilon/kT). \quad (11)$$

Třetí proces je t. zv. bimolekulární rozpad. Tento rozpad je charakterisován tím, že rychlost rozpadu je větší při větší hustotě excitace. Pro tento rozpad můžeme psát

$$f(t) = \alpha/(1 + \alpha t)^2, \quad (12)$$

kde parametr α je úměrný hustotě excitace a v některých případech je závislý na teplotě podle vztahu (11).

Všech těchto tří metod se používá při měření rozpadové doby scintilací. U prvních metod pozorujeme puls z anody fotonásobiče pomocí oscilografu. Této metody se používá nejčastěji. Časová konstanta anody RC může být velká ve srovnání s rozpadovou charakteristikou, v kterémžto případě bude anodové napětí úměrné časovému integrálu anodového proudu $I(t)$ (rovnice (4), [1]), nebo může být RC mnohem menší než rozpadová doba, takže anodové napětí je úměrné anodovému proudu. Bylo provedeno několik úprav, které zpřesňují měření na příklad vkládáním velmi vysokých napětí na fotonásobič (po dobu několika μ sec), nebo pomocí nárazové excitace röntgenovými paprsky. Při použití druhé metody periodicky excitujeme scintilační látku nárazovým zářením X nebo ultrafialovým. Excitující ultrafialové záření je modulováno ohybem na kmitajícím křemenném krystalu. Jestliže počet ultrafialových fotonů pohlcených za vteřinu scintilační látkou je $J_0 \sin \omega t$, tak po nastavení rovnovážného stavu bude počet fluorescenčních fotonů emitovaných za vteřinu dán výrazem

$$F(t) = qJ_0 \int_{-\infty}^t f(t - t_0) \sin \omega t_0 dt_0. \quad (13)$$

V tomto výrazu se předpokládá, že platí princip superposice. V jednoduchém případě, kde $f(t)$ má tvar (10) můžeme psát

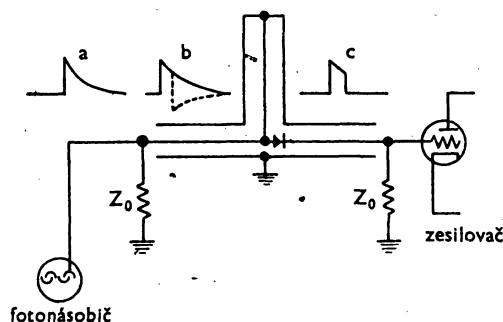
$$F(t) = \frac{qJ_0}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \sin(\omega t - \Theta),$$

kde $\text{tg } \Theta = \omega\tau$. Fluorescenční světlo $F(t)$ bude kmitat se stejnou frekvencí jako excitační světlo, ale bude menší amplitudy a bude posunuto ve fázi. Z fázového rozdílu excitačního a fluorescenčního světla můžeme získat rozpadový parametr, jestliže známe tvar $f(t)$.

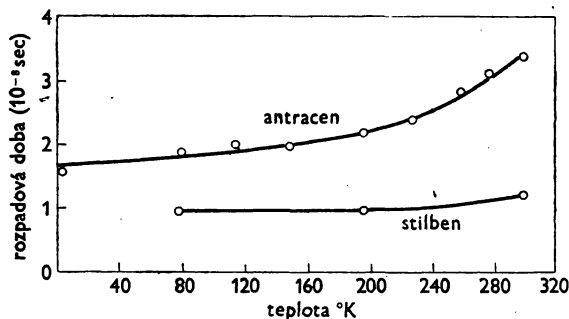
Třetí metoda pro měření rozpadových dob [2] je schematicky znázorněna na obr. 1. Puls a z fotonásobiče je superponován na svůj zpožděný odraz b . Krystalová dioda propouští jenom kladnou část c . Puls c je veden do zesilovače, který dává výstupní puls úměrný ploše pod c , takže amplituda výstupního pulsu (pro ideální diodu) je

$$A(t_1) = \int_0^{t_1} f(t) dt, \quad (14)$$

kde t_1 je doba, které je zapotřebí, aby puls proběhl dráhu $2L$ (dolů a nahoru). Funkci $f(t)$ dostaneme z rovnice (14) derivací podle t_1 . Elliot a spol. [2] před-



Obr. 1.



Obr. 2.

pokládali exponenciální tvar $f(t)$ a měřili změnu t_1 , které je zapotřebí ke snížení $A(t_1)$ o určitou hodnotu. Ukázalo se, že vliv diody (není ideální) může být opraven o konstantní hodnotu v oboru měření rozpadových dob.

Organické scintilační látky

Doposud známé organické scintilační látky jsou sloučeniny, jejichž molekuly obsahují jedno nebo více benzenových jader.

Organické scintilační látky tvoří molekulární krystaly s nízkou vazební energií. Absorpční a emisní spektra jsou jenom málo posunuta (asi o 200 Å) v případě krystalické látky oproti spektrům volných molekul. Závislost mezi chemickou stavbou a scintilační účinností byla prozkoumána řadou autorů [3],

[4], [5], nebyl však nalezen žádný spolehlivý klíč pro určování účinnosti. Emisní spektra těchto organických sloučenin se pohybují v rozmezí 3000 Å pro tuhý benzen až do 6000 Å pro látky jako pentacen a difenylotetatraen. Je patrné, že vlnová délka emisního spektra roste s větším počtem dvojitých vazeb.

Organické scintilační látky jsou charakterisovány krátkými rozpadovými dobami, které jsou řádově 10^{-8} vt. Rozpadové doby organických scintilačních látek klesají s klesající teplotou.

Na obr. 2 je souhrn výsledků pro antracen a stilben podle měření Elliota a spol. [6]. Výsledný efekt je právě opačný, než odpovídá fosforescenčnímu rozpadu (rovnice (1), [1]). Tento výsledek je možno vysvětlit vlastní absorpcí (rov. (9)). Zvýšení r s rostoucí teplotou může být způsobeno tím, že pravděpodobnost úniku fotonu se zmenšuje s stoupajícím rozšířením spektra při vyšších teplotách.

Mezi jednotlivými pracovníky je doposud značný nesoulad v otázkách účinnosti emisního spektra a rozpadové doby různých organických scintilátorů. Jedna z příčin, o které se již mluvilo, je ořázka tloušťky materiálu, druhá příčina tkví v povaze nečistot přítomných ve vzorcích.

Je několik způsobů, jakými mohou nečistoty ovlivnit vlastnosti organických krystalů, jako na příklad porušení fluorescenčních molekul sousedících s nečistotami, nebo nečistoty mohou pohltit záření vysílané fluorescenčními molekulami. Tyto vlivy jsou závislé na koncentraci nečistot a působí v rozmezí asi 10 — 0,1% přítomných nečistot v krystalu. V řadě výzkumných prací se ukázalo, že fluorescenční krystal je nejcitlivější k těm nečistotám, které pohlcují záření v oboru fluorescenčních spekter, což ukazuje na to, že záření vysílané fluorescenčním krystalem je pohlceno nečistotami. Jako výsledek těchto poznatků je to, že excitační energie difunduje krystalem a je pohlcena nečistotou, aniž by nastala zářivá emise. Tyto závěry nejsou potvrzeny, neboť je možno je vysvětlit i zářivým mechanismem [7].

S hlediska nezářivého přechodu a přenosu energie Bowen [8], [9], [10] odvodil tyto rovnice

$$q_A = \frac{k_1}{k_1 + k_2 + k_3c + k_7c}, \quad (15)$$

$$q_B = \frac{k_3k_4c}{(k_1 + k_2 + k_3c + k_7c)(k_4 + k_5 + k_6c)}, \quad (16)$$

kde q_A, q_B jsou kvantové účinnosti (pro vlastní primární krystal A a smíšenou sloučeninu B) pro záření „absorbované primárním krystalem“.

ak_1 je reakční pravděpodobnost pro fluorescenci A ,
 bk_2 je reakční pravděpodobnost pro samozhášení A ,
 cck_3 je reakční pravděpodobnost pro přenos excitace od A na B ,
 dk_4 je reakční pravděpodobnost pro fluorescenci B ,
 ek_5 je reakční pravděpodobnost pro vnitřní zhášení B ,
 fck_6 je reakční pravděpodobnost pro samozhášení B ,
 gck_7 je reakční pravděpodobnost pro zhášení A vlivem B ,

c je koncentrace B v A . Pro nízké koncentrace můžeme proces g zanedbat, neboť zhášení při nízkých koncentracích je způsobeno procesem c , následova-

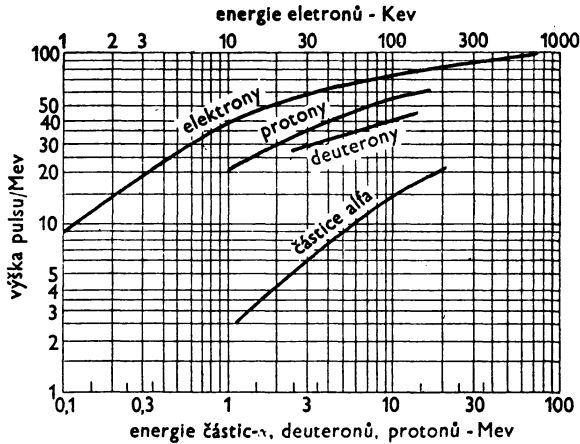
ným procesy e a f . Potom rovnice (15) a (16) můžeme psát ve tvaru

$$q_A = \frac{q_0}{(1 + \sigma c)}, \quad (17)$$

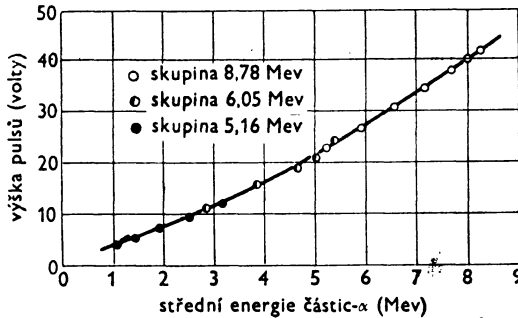
$$q_B = \left(\frac{\sigma c}{1 + \sigma c} \right) \left(\frac{q_1}{1 + mc} \right), \quad (18)$$

kde

$$q_0 = \frac{k_1}{k_1 + k_2}, \quad q_1 = \frac{k_4}{k_4 + k_5}, \quad \sigma = \frac{k_3}{k_1 + k_2}, \quad m = \frac{k_4}{k_4 + k_5}.$$



Obr. 3.



Obr. 4.

Jestliže jde o fluorescenční nečistotu, její emise daná rovnicí (18) dosahuje maxima při $c = 1/\sqrt{\sigma/m}$ a potom klesá. Jestliže nejde o fluorescenční nečistotu ($q_1 = 0$), potom $q_B = 0$ a zhasnutí A je dáno rovnicí (17). Tyto rovnice lze s úspěchem aplikovat na naftalen, obsahující malé množství antracenu jako příměsi. Krystaly tohoto typu lze stejně lehce vypěstovat jako čisté krystaly naftalenu, ale mají přitom výhodnější scintilační vlastnosti.

Jak již bylo poznamenáno, očekávají se odchylky od lineární závislosti (rovnice (1), [1]) mezi velikostí scintilace a energií částice zastavené v scintilační látce, které jsou způsobeny interakcí excitovaných molekul s okolními excitovanými molekulami nebo s jinými produkty, které vznikly při energetických ztrátách dopadající částice. Tento jev se ukázal při studiu emise světla z organických krystalů, kde emise na jednotku spotřebované energie je menší pro částice α než pro částice β . Tento jev se dále potvrdil porovnáním výšky pulsů, které dostaneme bombardováním antracenu elektrony. Až do energie 125 keV je výška pulsů úměrná energii, ale pod tuto hodnotu jeví odchylky. V novější době byla provedena řada měření [11], [12], [13], studujících scintilační účinnost v závislosti na energii a druhu excitující částice. Výsledky těchto měření jsou uvedeny na obr. 3. Obrázek ukazuje, že poměr výšky pulsů a energie částice zastavené v scintilační látce je tím menší, čím větší je specifická energetická ztráta částice. Tento fakt je ještě lépe vidět na obr. 4,

kde specifická účinnost $\frac{dN}{dx}$ a inkrementní účinnost $\frac{dN}{dE}$ je nanasena proti specifické energetické ztrátě. $\frac{dN}{dx}$ je počet emitovaných fotonů při posunu

částice o jednotkovou vzdálenost. Obr. 4. ukazuje, že scintilační účinnost antracenu je funkcí specifické energetické ztráty, nezávisle na hmotě nebo na náboji částice. Odchylky od křivky pro nízkoenergetické elektrony se vysvětlují t. zv. povrchovým efektem, který se projevuje, když dráha částice v scintilační látce je menší než asi 7μ . Birks [14] odvodil theoretický vztah, vysvětlující výsledky uvedené v obr. 4, založený na předpokladu zhašení způsobené „nečistotami“ vzniklými při ozařování krystalu. Vzhledem k platnosti rovnice (17) a vzhledem k tomu, že zhášecí centra jsou vytvořena při předávání energie částice, $c = B dE/dx$, takže

$$\frac{dN}{dE} = \frac{q}{w} \left(\frac{1}{1 + kB dE/dx} \right). \quad (19)$$

Birks ukázal, že hodnoty amplitudy scintilací, které dostaneme z rovnice (19) integrací přes celou dráhu částice, velmi dobře souhlasí s experimentálními výsledky pro elektrony, protony, deuterony a částice α na antracenu. Druhá theorie byla vytvořena Wrightem [15], který předpokládá, že zhašení je způsobeno interakcí mezi podobnými excitovanými molekulami. Tato theorie vede k t. zv. bimolekulárnímu rozpadovému zákonu, který přejde v exponenciální zákon při dlouhých časech a dává pro scintilační účinnost

$$\frac{dN}{dE} = \frac{q}{w} \frac{\ln(1 + M dE/dx)}{M dE/dx}, \quad (20)$$

kde M je konstanta. Prozatím na základě experimentálních výsledků nelze určit, která z obou teorií je správná. Vhodným způsobem můžeme změřit působení specifické energetické ztráty excitující částice na účinnost určité scintilační látky, když srovnáme výšky pulsu a energie pro částice α z polonia ($E = 5,3$ MeV) a pro vysokoenergetické elektrony ($E_0 \geq 1,0$ MeV). Tento poměr (zvaný poměr α ku β) je velmi blízko roven 0,1 pro antracenu a je velmi podobný i pro ostatní organické scintilační krystaly. Tabulka I uvádí některé vlastnosti všeobecně užívaných organických scintilačních krystalů.

Tabulka I

* měř. s fotonás. 5819 a 6292; relat. k antracenu = 100; + doba, za kterou klesne intenzita na $1/e$ původní hodnoty.

Látka	Hustota (gm/cm^3) bod tání $^{\circ}\text{C}$	Vlnová délka max. emise Å	Výška pulsu z částic β^*	Linearita poměr α/β	Rozp. konst. $\times 10^9 \text{ sec} +$
Antracenu	1,25 217	4400	100	lineární $\beta > 125 \text{ keV}$ $\alpha/\beta = 0,10$	32
Trans-stilben	1,16 124	4100	60	$\alpha/\beta = 0,1$	6,4
Difenylacetylen	1,18 62,5	3900	45		5,4
p-Terfenyl	1,23 213	4000	40		5,0
P_0P' -kvarterní fenyl	— 318	4200	85		7,0

Kapalné scintilační látky

Reynolds a spol. [16] ukázali, že je možno dostat scintilační pulsy z roztoků p-terfenylu v xylenu, srovnatelné s pulsy, které dostaneme z krystalů. Přenos energie z rozpustidla do rozpouštěné látky je podobný přenosu energie zjištěné u tuhých roztoků. V případě kapalin však nedosáhneme téměř žádné fluorescence pro čisté látky t. j. $q_A \rightarrow 0$. Mechanismus přenosu spočívá v tom, že excitační energie je předána mateřské (rozpouštěné) látce dříve, než nastane zhášení. Z toho plyne, že lze dosáhnout určité účinnosti. Podobně jako u krystalů můžeme sestavit rovnici podobnou rovnici (18), vyjadřující luminiscenční výtěžek v závislosti na koncentraci. Experimentální měření prokázala, že je možno tuto teorii ověřit pro různá rozpustidla a mateřské látky. Dále se ukázalo, že příměs určitých vysocefluorescenčních (t. zv. sekundárních) látek bude mít za následek absorpci fluorescenčního záření mateřské látky, přitom však nastane emise fluorescenčního záření posunuté k delším vlnovým délkám. Tyto sekundární látky se používají jako „posouvače“ vlnové délky. Kapalinové scintilační látky jsou velmi citlivé na nečistoty, speciálně na organické sloučeniny síry a halogenidů. V tabulce II jsou uvedeny některé vlastnosti kapalinových scintilačních látek.

Plastické scintilační látky

První pokusy s tuhými roztoky terfenylu v polystyrenu ukázaly možnost jejich využití v scintilační technice. Bylo provedeno studium mechanismu přenosu energie a byly studovány výšky pulsů, spektra a rozpadové doby různých tuhých roztoků. [17], [18], [19], [20], [21]. Na obr. 5, jsou uvedeny křivky, ukazující závislost výšky pulsů na koncentraci. Křivky ukazují dobrý souhlas s rovnicemi (17) a (18). Studium přenosu energie a rozpadových dob na tenkých vrstvách ukázalo, že 20% excitační energie přechází z rozpustidla do mateřské látky zářením a 80% nezářivým mechanismem. Tabulka III, uvádí hlavní údaje o plastických scintilačních látkách.

Tabulka II

* Zkratky: *TP* – *p*-terfenyl, *DPH* – 1,6 difenyl-1,3,5-hexatrien, α *NPO* – 2-(1-naftyl)-5-penyloxazol, *PPO* – 2,5-difenyloxazol, *PBD* – 2-penyl-5(4-bipenyl)-1,3,4-oxadiazol.
 + Měřeno s fotonás. 5819 a 6292, relat. k antracenu = 1,00.
 † Doba, za kterou intenzita klesne na 1/e původní hodnoty.

Rozpuštědlo	Mateřská látka (gm/l) *	Sekundární látka (gm/l) *	Vlnová délka max. emise Å	Výška pulsu z částic β +	Poměr α/β	Rozpadová konst. $\times 10^9$ sec †
Toluen	<i>TP</i> , 5	0	3550	0,35	0,09	2,2
Fenylcyklohexan	<i>TP</i> , 3	0	3550	0,27		<2,9
Fenylcyklohexan.	<i>TP</i> , 3	<i>DPH</i> 0,01	4500	0,35		8,0
Toluen	<i>TP</i> , 5	α <i>NPO</i> 0,02	4150	0,42		$\leq 3,2$
Toluen	<i>PPO</i> , 3	<i>a</i> 0	3820	0,40		$\leq 3,0$
Toluen	<i>PBD</i> , 8	0	3700	0,49		<2,8

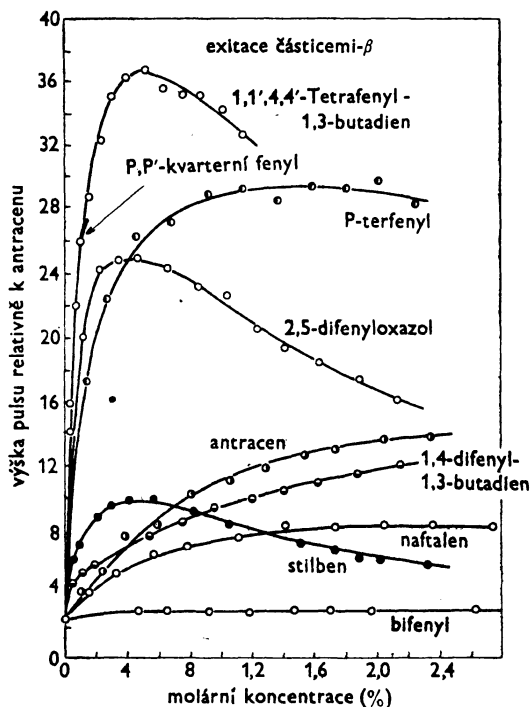
Tabulka III

* Zkratky: *TP* – *p*-terfenyl, *TPB* 1,1,4,4 – tetrafenyl-1,3 – butadien, *DPS* – *p*.*p'*-difenylstilbén.
 + Měřeno s fotonás. 5819 a 6292, relat. k antracenu = 1,00.
 † Doba, za kterou se intenzita zmenší na 1/e původní hodnoty.

Rozpuštědlo	Mateřská látka (gm/l) monomer *	Sekundární látka (gm/l) monomer *	Vlnová délka max. emise Å	Výška pulsu z částic β +	Poměr α/β	Rozpad. konst. $\times 10^9$ sec. †
Polystyren	<i>TP</i> , 36	0	3550	0,28	0,10	$\leq 3,0$
Polystyren	<i>TPB</i> , 16	0	4500	0,36	0,08	4,6
Polystyren	<i>TP</i> , 36	<i>TPB</i> , 0,2	4450	0,39	0,10	4,0
Polyvinyltoluen	<i>TPB</i> , 16	0	4500	0,37	0,08	4,6
Polyvinyltoluen	<i>TP</i> , 36	<i>TPB</i> , 0,2	4450	0,45	0,10	4,0
Polyvinyltoluen	<i>TP</i> , 36	<i>DPS</i> , 0,9	~ 3800	0,48	0,10	$\leq 3,0$

Anorganické scintilační látky

Většina poznatků týkající se chování anorganických scintilačních látek pochází z doby zkoumání ultrafialové fluorescence a katodové luminiscence těchto materiálů. Tyto látky jsou iontickými krystaly. Velké síly, které působí mezi ionty, způsobují sůžení jednotlivých molekulárních drah valenčních elektronů a difusní pásy charakteristické pro celý krystal. Tyto energetické pásy jsou zobrazeny na obr. 6. V neexcitovaném krystalu je nejvyšší obsazená hladina zaplněna (Pauliův princip). Po absorpci kvanta energie krystalem, může být elektron přenesen ze zaplněného pásu F do vodivostního pásu G , kdež jako elektron tak díra, která je zanechaná v pásu F , se mohou volně pohybovat krystalem, dokud nejsou zachyceny nečistotou nebo poruchou v krystalu. Také může nastat excitace krystalu bez ionisace — pás E . Zde také není excitace místně omezená, nýbrž pohybuje se rychle krystalem ve tvaru excitačních vln [22], [23]. Toto vlnění také ukazuje korpuskulární charakter a příslušná odpovídající částice se nazývá excitonem. Exciton difunduje rychle krystalem a při příchodu k poruše může buď vyzářit svoji energii ve formě elastických vln nebo může být pohlcen poruchou, při čemž nastane excitace poruchy. Tento druhý mechanismus se zdá důležitým faktorem u scintilačních jevů.

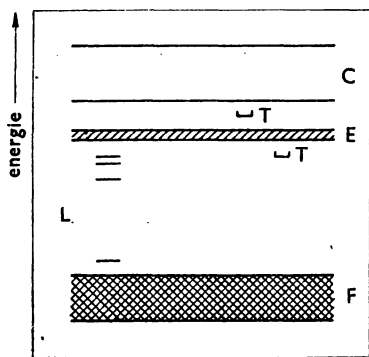


Obr. 5.

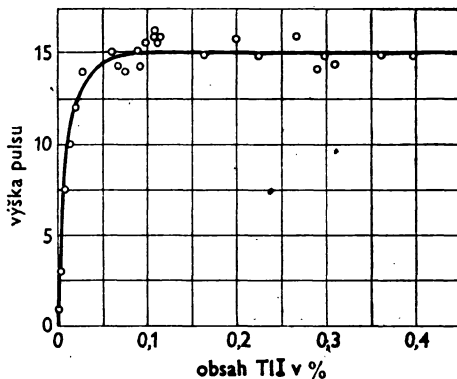
Alkalické halogenidy

Tyto krystaly obsahují malé množství alkalických thalidů a jsou nejstarší a nejlépe známé anorganické fosfory. Přehled a interpretace vlastností těchto látek uvedl Seitz [24]. Seitz předpokládá, že aktivace thaliem spočívá převážně v substituci Tl^+ za alkalické ionty. Tím dostaneme nové absorpční pásy při delších vlnových délkách, než je charakteristické pro daný krystal. Pokusy konané při excitaci KCl (Tl) ultrafialovým zářením ukazují, že a) Tl fluoreskuje s velkou účinností, když je ozařován ve svém „charakteristickém“ absorpčním pásu a má mnohem menší účinnost při ozaření v „hlavním“ absorpčním pásu krystalu; b) nenastává fotovodivost ani v prvním ani v druhém případě. Z b) plyne, že hlavní absorpce spíše dává vzniku excitonu než vodivostnímu elektronu a a) ukazuje, že přenos excitonové energie emisnímu centru není účinný.

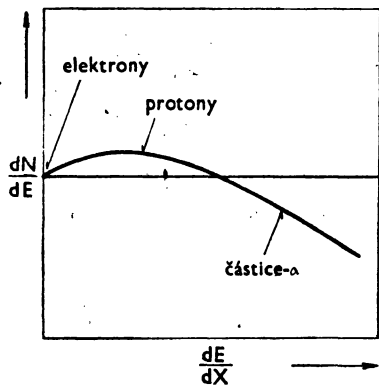
Vysoká scintilační účinnost NaI(Tl) a KI(Tl) ukazuje, že excitace, produkovaná v mříži, musí být předána emisnímu centru s velkou účinností. Energie ionisující částice je mnohem větší než energie kvant ultrafialového záření, takže se dá předpokládat, že valná část energie částice se spotřebuje na ionisaci. Emise může potom nastat jako důsledek rekombinace elektronů a děr v aktivním centru.



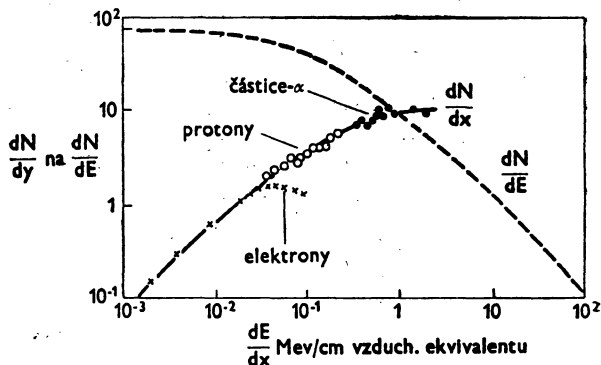
Obr. 6. *F* – zaplněný pás, *C* – vodivostní pás, *E* – excitonový pás, *T* – elektronové pasti, *L* – hladiny v luminiscenčních centrech.



Obr. 7.



Obr. 8.



Obr. 9.

Alkalické halogenidy aktivované thaliem ukazují fosforescenční scintilační rozpad sestávající z jedné nebo několika složek ve tvaru rovnic (10) a (11). Tyto alkalické halogenidy mají tu vlastnost, že jsou propustné pro vlastní záření. Nejdelsí absorpční vlnová délka je pod 3000 Å, kdežto emise je téměř vždy nad 3000 Å ve všech případech a nad 4000 Å pro iodidy. Nejvýhodnější scintilační látkou z řady alkalických halogenidů je NaI(Tl). Největší část scintilační energie je emitována ve fosforescenční složce, mající krátkou dobu života 0,25 μs při pokojové teplotě. Tato látka má velkou účinnost a propustnost, a samozhášení způsobené příměsí je malé. Z toho plyne, že je možno

Tabulka IV

- * Fotonásobič 5819 a 6292 s anod. čas. konst. $10 \mu\text{s}$, relat. k antracenu = 100.
- + Anod. proud fotonás. relat. k antracenu = 100.
- ⊕ Doba, za kterou klesne intenzita na $1/e$ původní hodnoty.
- Výška pulsu pro thermické neutrony (4,785 MeV + výška pulsu pro β) energie.

Látka	Hustota (g/cm ³) bod tání °C	Vlnová délka max. emise Å	Výška pulsu z částic β (10 μs) *	Výstup světla pro část. β (ss) +	Linear., záv. na těž. část.	Původní rozpad doba (μs) †
NaI(Tl)	3,67 651	4100*	210	210	lin. β, P $\alpha/\beta = 0,5$	0,25
KI(Tl)	3,13 582	4100	~50	~200	lin. β, P $\alpha/\beta = 1,0$	1,0
CsI(Tl)	4,51 621	modrá	55	~130	$\alpha/\beta = 0,5$	1,1
LiI(Tl)	4,06 446	~4500	20		$n/\beta = 0,65$	1,2
LiI(Sn)	4,06 446	5300	12		lin. β, P $n/\beta = 0,93$	0,7
LiI(Eu)	4,06 446	~4400	75		lin. β, P $n/\beta = 0,95$	2,0
CsF	3,59 684	~4000	5-10		$\alpha/\beta = 0,25$	0,005
CsI (77 °K)	4,51 621				Lineární $\alpha \geq 3 \text{ MeV}$	0,5

dosáhnout optimální účinnosti pro elektrony přes široký obor koncentrace aktivační látky. Harsaw a spol. [25] změřili závislost výšky pulsů na koncentraci TlI (obr. 7).

Pokusy, které prováděli jiní autoři, ukazují, že vyjde lineární závislost počtu pulsů na energii pro protony a elektrony (přes velký obor energie) a pro částice α nastávají odchylky od linearity pro energie $< 20 \text{ MeV}$. Podobně výška pulsu na jednotku energie je stejná pro protony a elektrony, a je menší pro částice α . Lovberg [26] naměřil relativní výšky pulsů v závislosti na energii částic α pod 10 MeV . Tyto výsledky jsou uvedeny na obr. 8.

Detekce pomalých neutronů pomocí reakce $\text{Li}^6(n, \alpha) \text{H}^3$ na LiI(Tl) byla provedena Hofstadterem a spol. [27]. Později se ukázalo [28], že výšky pulsů jsou závislé na místě po rozměrech krystalu, což jasně ukazuje na místním rozdělení Tl. Schenk [29] dosáhl větších pulsů aktivací pomocí Eu. Ukázalo se, že výška pulsu od pomalého neutronu, dělená reakční energií, je 95% výšky pulsu na jednotku energie při rychlých elektronech. Výsledek byl, že se předpokládalo, že scintilační látka měla účinnost téměř nezávislou na druhu a energii ionisující částice. Tento závěr je špatný, neboť se ukázalo, že výška pulsu pro protony je větší než pro elektrony. To vedlo také k tomu, že účinnost pro α je menší než pro elektrony. Můžeme sestavit hypotetickou křivku

účinnosti v závislosti na specifické ztrátě energie (obr. 9). Vysvětlení nebylo zatím dáno. Mimo uvedené základní krystaly byly vypěstovány krystaly CsI, které pro částice α ukazují lepší závislost na energii než NaI nebo KI. Přehled krystalů alkalických halogenidů je uveden v tabulce IV.

Neaktivovaný ZnS ukazuje modré emisní záření těsně mimo absorpční hranu. Není doposud známo, zdali jde o charakteristickou emisi „čistého“ krystalu ZnS, nebo krystalu s přebytkem zinku. Příměsí 0,01% Ag dosáhneme podstatné zvýšení účinnosti. V ZnS nenalzáme čistých excitačních pásů. Ozáření v prvním absorpčním pásu má za následek fotovodivost. Podobně, absorpce vysokoenergetické částice dává vznik vodivostním elektronům s velkou účinností. Luminiscence vznikne tehdy, když nastane rekombinace elektronů a děr na luminiscenčních centrech. Rychlost rekombinace je silně brzděna zachycením elektronů na mřížce a je tedy i závislá na teplotě. Přestože je ZnS(Ag) jeden z nejvíce účinných scintilačních krystalů a má emisní spektrum v oboru největší citlivosti některých nejlepších fotonásobičů, jest jeho použití v scintilační spektroskopii omezeno ze tří příčin: a) příprava velkých krystalů je velmi obtížná, b) krystal je jenom částečně propustný pro vlastní záření a c) větší část luminiscence je emitována příliš pomalu pro použití s pulsovanými fotonásobiči. Použití ZnS(Ag) se hlavně soustředilo na počítání těžkých částic a rychlých a pomalých neutronů. ZnS(Ag) má charakteristickou účinnost přibližně odpovídající křívce na obr. 9.

Sloučeniny Mg, Ca, Sr a Cd s kysličníky wolframu tvoří účinné fosfory. U těchto scintilačních látek není zapotřebí příměsí, která by sloužila jako aktivátor. Tyto krystaly se aktivují teplem. Některé ukazují velkou účinnost pro záření, jako na příklad CaWO_4 . Přestože výroba není příliš obtížná, nebyla těmto krystalům věnována hlubší pozornost, neboť se nevyrovňají krystalům NaI(Tl). Tabulka V uvádí vlastnosti různých anorganických scintilačních látek.

Tabulka V

- * Fotonás. 5819 a 6292 s anod. konst. 10 μs , relat. k antracenu = 100.
- + Anod. proud fotonás., relat. k antracenu = 100.
- Doba, za kterou intenzita světla klesne na 1/e původní hodnoty.
- S externím posouvacem vlnových délek.

Látka	Hustota (g/cm^3) i bod tání $^\circ\text{C}$	Vlnová délka max. emise Å	Výška pulsu z částic β (10 μs) *	Výstup světla pro částice β (ss) +	Linearita pro těžké částice	Počáteční rozpad doba (μs)
ZnS(Ag)	4,09 1850	5400	~100	~400	$\alpha/\beta = 2,0$	~10
CaWO_4	6,1 1535	4300	36		linear. β $\alpha/\beta \doteq 0,2$	6
CdWO_4	7,90 1325	5300	21			8
CaF_2	3,18 1360	~2500	~25		linear. β $\alpha/\beta < 1,0$	0,2
$\text{CaI}_2(\text{Tl})$	3,96 575	~4000	230			1,1

Literatura

- [1] Fořt A., *Charakteristika scintilačních látek I*, Pokr. mat. fys. astr. 2 (1957).
- [2] Elliot J. O., Liebson S. H., Meyers R. D., Ravilious C. F., Rev. Sci. Instr. 21 (1950), 631.
- [3] Kallmann H., N. Y. University, Progress Report No. 6 (1952).
- [4] Sangster R. C., Massachusetts Inst. of Technology, Technical Report No. 55 (1952).
- [5] Koski W. S., Thomas C. O., J. Chem. Phys. 19 (1951), 1286.
- [6] Elliot J. O., Liebson S. H., Ravilious C. F., Phys. Rev. 79 (1950), 393.
- [7] Birks J. B., *Scintillation Counters*, Pergamon Press Ltd. London 1953.
- [8] Bowen E. J., Mikiewicz E., Nature 159 (1947), 706.
- [9] Bowen E. J., Lawley P. D., Nature 164 (1949), 572.
- [10] Bowen E. J., Mikiewicz E., Smith F. W., Proc. Phys. Soc. A 62 (1949), 26.
- [11] Taylor C. J., Jentschke W. K., Rembley M. E., Ely F. S., Kruger P. G., Phys. Rev. 84 (1951), 1034.
- [12] Frey H. B., Grim W. M., Preston W. M., Gray T. S., Phys. Rev. 82 (1951), 372.
- [13] Birks J. B., Proc. Phys. Soc. A63, (1950), 1294.
- [14] Birks J. B., Phys. Rev. 84 (1951), 364.
- [15] Wright G. T., Phys. Rev. 91 (1953), 1282.
- [16] Reynolds G. T., Harrison F. B., Salvani G., Phys. Rev. 78 (1950), 488.
- [17] Koski W. S., Phys. Rev. 82 (1951), 230.
- [18] Pichat L., Koechlin A., J. Chem. phys. 48 (1951), 225.
- [19] Pichat L., Pestèil P., Clement J., J. Chim. phys. 50 (1953), 26.
- [20] Buck W. L., Swank R. K., Nucleonics 11 (1953), 48.
- [21] Swank R. K., Buck W. L., Phys. Rev. 91 (1953), 927.
- [22] Frenkel J., Phys. Rev. 37 (1931), 17, 1276.
- [23] Frank J., Teller E., J. Chem. Phys. 6 (1938), 861.
- [24] Seitz F., J. Chem. Phys. 6 (1938), 150.
- [25] Harsaw J. A., Kremers H. C., Steward E. C., Warburton E. K., Hay J. O., Atomic Energy Commission Report No NYO-1577 (1952).
- [26] Lovberg R. H., Phys. Rev. 84 (1951), 852.
- [27] Hofstadter R., McIntyre J. A., West H. L., Phys. Rev. 82 (1951) 749.
- [28] Schardt A. W., Bernstein W., Atomic EC Report BNL-1156 (1953).
- [29] Schenk J., Nature 171 (1953), 518.

ČERENKOVOVY POČITAČE

|Aleš Fořt

Při studiu radioaktivity se ukázalo, že existuje řada látek, který vykazují silnou luminiscenci při ozáření zářením α , β nebo γ . Mnohem větší skupina látek projevovala při ozáření slabou luminiscenci a tento jev se stal předmětem bádání Čerenkova v r. 1934 [1]. Čerenkov studoval viditelné světlo, které vznikalo ve vodě ozařované silným zdrojem záření γ . Podarilo se mu fotograficky registrovat toto světlo, které vykazovalo nečekané úhlové rozložení intenzity. Maximální intenzita se projevovala v kuželi o poloúhlu asi 40° , odkloněného od směru dopadajícího záření. Čerenkov dále zjistil, že když nahradil vodu benzenem, zůstal efekt stejný s tím rozdílem, že úhel kuželu se zvětšil o několik stupňů.

Tento t. zv. čerenkovský efekt nebyl dlouho vysvětlen; až v roce 1937 Frank a Tamm [2] publikovali práci, kde jej vysvětlili na základě klasické elektromagnetické theorie. Uvedení autoři ukázali, že efekt se dá vysvětlit nárazovou elektromagnetickou vlnou, která vznikne při průchodu nabitě částice dielektrickým prostředím s rychlostí větší než je rychlost světla v daném prostředí. Vzniklé spektrum má rozsah přes všechny frekvence, pro které