

10
2009

JMO

JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA FINE MECHANICS AND OPTICS

FYZIKÁLNÍ ELEKTRONIKA A NANOTECHNOLOGIE

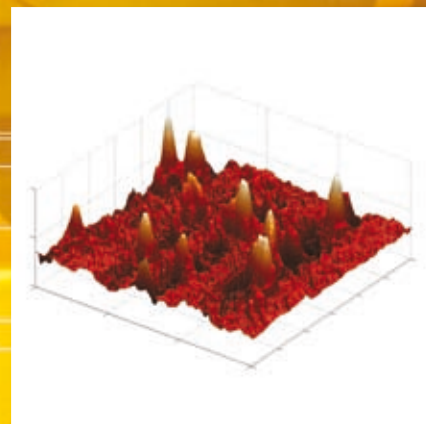
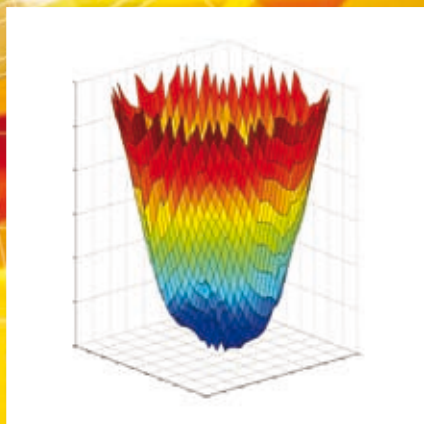
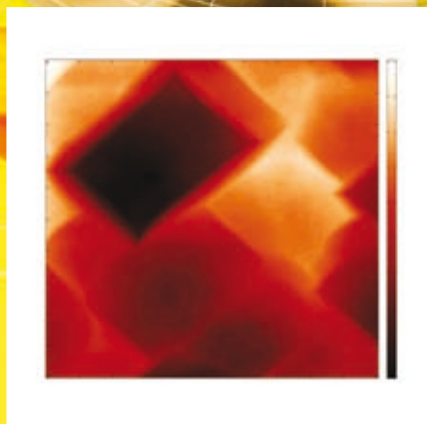
Nový program akreditovaného doktorského studia v prezenční i kombinované formě

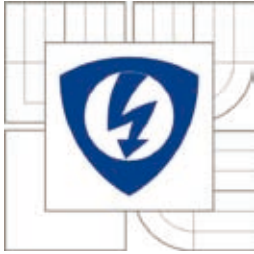


VÝROČÍ 50 LET FEKT



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV FYZIKY
Technická 8, 616 00 Brno
tel.: +420 541 143 391
e-mail: ufyz@feec.vutbr.cz, <http://fyzika.feec.vutbr.cz/>



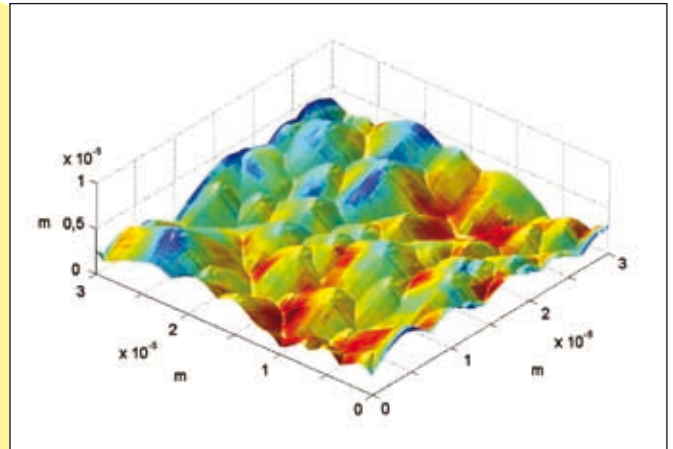


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV FYZIKY
Technická 8, 616 00 Brno
tel.: +420 541 143 391
e-mail: ufyz@feec.vutbr.cz, <http://fyzika.feec.vutbr.cz/>

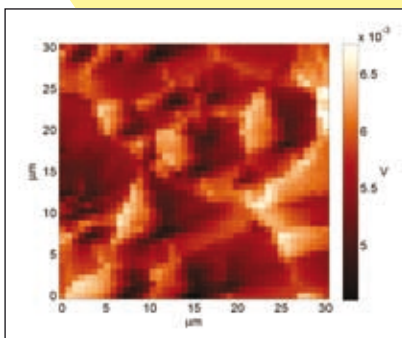
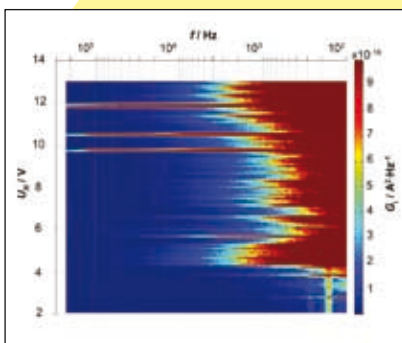
FYZIKÁLNÍ ELEKTRONIKA A NANOTECHNOLOGIE

Nový program akreditovaného doktorského studia v prezenční i kombinované formě

Ústav fyziky FEKT VUT v Brně otevřel, na základě předchozích zkušeností, nový čtyřletý obor doktorského studia. Jeho cílem je poskytnout doktorské vzdělání absolventům vysokoškolského magisterského studia (a to absolventům technických i přírodovědeckých fakult). Doktorandi během studia získají interdisciplinární přehled současného vývoje oboru, prohloubí své teoretické základy, získají pedagogickou praxi, jsou zapojeni do vědecké práce ústavu a jsou vedeni k rozvoji tvůrčích schopností při řešení zadaného vědeckého problému, který vyústí ve vypracování disertační práce, v níž prokazují vlastní přínos k oboru.



Absolventi naleznou uplatnění především jako vědečtí pracovníci v základním či aplikovaném výzkumu při tvůrčím zavádění a využívání nových perspektivních a ekonomicky výhodných postupů v oblastech elektroniky, elektrotechniky, nedestruktivního testování spolehlivosti a materiálové analýzy.



Některá z témat, která doktorandi řešili či řeší v rámci ústavu:

- Teoretická interakce sondy se vzorkem v optické rastrovací mikroskopii s lokální sondou
- Měření mechanismů kontrastu v materiálech s nanostrukturami
- Teplotní citlivost elektroluminiscence a fotoluminiscence součástek s nanostrukturami, šumová měření
- Lokalizace a charakterizace strukturálních defektů v elektronických a optoelektronických součástkách
- Studium životnosti křemíkových solárních článků
- Využití elektroakustické emise k nedestruktivní charakterizaci materiálů
- Šumová analýza elektronických součástek
- Dielektrická relaxační spektroskopie kompozitních soustav
- Studium dielektrických materiálů s nízkou a vysokou permitivitou
- Šumová spektroskopie detektorů záření
- Výzkum Shottkyho a studenoemisních katod

Bližší informace o studiu poskytnou:

vedoucí Ústavu fyziky doc. Ing. Lubomír Grmela, CSc. (grmela@feec.vutbr.cz)
předseda oborové rady prof. RNDr. Pavel Tománek, CSc. (tomanek@feec.vutbr.cz)

REDAKČNÍ RADA

Předseda: RNDr. Miloslav VYCHODIL, CSc., Meopta-optika, s.r.o., Přerov

Členové: RNDr. Ing. Ján BARTL, CSc., ÚM SAV, Bratislava, prof. RNDr. Dr. Zdeněk BOUCHAL, UP, Olomouc, Ing. Igor BREZINA, Bratislava, prof. Ing. Pavol HORŇÁK, DrSc., STU, Bratislava, prof. RNDr. Miroslav HRABOVSKÝ, DrSc., SLO UP a FZÚ AV ČR, Olomouc, RNDr. Vladimír CHLUP, Olomouc, RNDr. Lubomír JASTRABÍK, CSc., FZÚ AV ČR, v.v.i., Praha, RNDr. Pavel KLENOVSKÝ, Český metrologický institut, Brno, Ing. Jiří KRŠEK, VUT, Brno, doc. RNDr. Vojtěch KŘESÁLEK, CSc., UTB, Zlín, Ing. Jan KŮR, Mesing, spol. s r.o., Brno, prof. RNDr. Bohumila LENCOVÁ, CSc., ÚPT AV ČR, v.v.i., Brno, prof. Ing. Martin LIBRA, CSc., ČZU, PRAHA, prof. RNDr. Miroslav LIŠKA, DrSc., VUT, Brno, RNDr. Zdeněk LOŠŤÁK, Meopta-optika, s.r.o., Přerov, prof. Ing. Petr LOUDA, CSc., TU, Liberec, RNDr. František MÁČA, CSc., FZÚ AV ČR, v.v.i., Praha, doc. RNDr. Miroslav MILER, DrSc., ÚFE AV ČR, v.v.i., Praha, prof. RNDr. Jan PEŘINA, DrSc., UP, Olomouc, prof. Ing. Jaromír PIŠTORA, CSc., VŠB - TU, Ostrava, prof. RNDr. Ing. Jaroslav POSPÍŠIL, DrSc., UP, Olomouc, RNDr. Dagmar SENDERÁKOVÁ, Ph.D., UK, Bratislava, RNDr. Petr SCHOVÁNEK, SLO UP a FZÚ AV ČR, Olomouc, prof. Ing. Karel STUDENOVSKÝ, DrSc., ČVUT, Praha, prof. RNDr. Anton ŠTRBA, CSc., UK, Bratislava

Gerd HÄUSLER, Lehrstuhl für Optik, Universität Erlangen - Nürnberg, Erlangen (Germany), Michael J. LALOR, Liverpool John Moores University, U. K.; Paul RAUSNITZ, TCI New York, U. S. A.; Rodney J. SOUKUP, University of Nebraska-Lincoln, U. S. A.; M. C. TEICH, Boston University, U. S. A.; Emil WOLF, University of Rochester, U. S. A.

JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA

Vydává Fyzikální ústav Akademie věd České republiky, v.v.i. za spoluúčasti The International Society for Optical Engineering (SPIE/CS) v Nakladatelství Fyzikálního ústavu Akademie věd České republiky, v.v.i.

Ředitel FZÚ AV ČR, v.v.i.: doc. Jan ŘÍDKÝ, CSc.

Odpovědný zástupce vydavatele: prof. RNDr. Miroslav HRABOVSKÝ, DrSc.

Šéfredaktor: dipl. tech. Jaroslav NEVŘALA

Adresa redakce v Olomouci (předplatné, nakladatelské služby):

SLO UP a FZÚ AV ČR, Tř. 17. listopadu 50, 772 07 Olomouc, tel.: 585 631 576, fax: 585 631 531, e-mail: eva.pelcova@upol.cz

Adresa redakce v Přerově (šéfredaktor): Kabelíkova 1, 750 02 Přerov, tel.: 581 242 151, mobil: 776 011 925, fax: 581 242 222.

Otisk povolen se svolením redakce a se zachováním autorských práv. Nevyžádané materiály se nevrací. Za původnost a správnost příspěvků odpovídají autoři.

Vychází: 10x ročně (z toho 2 čísla jako dvojčísla)

Předplatné: Celoroční 420,- Kč/rok. Ceny jsou jednotné pro Československou republiku. Do všech ostatních zemí je časopis JMO distribuován za jednotnou cenu 10 EUR/ks. Pro členy SPIE/CS činí předplatné 120,- Kč/rok. Předplatné pro studenty Bc., Mgr., Ph.D. a studenty středních škol při osobním odběru činí 120 Kč/rok; v případě zaslání poštou 300,- Kč/rok.

Rozšiřuje vydavatel a Podniková prodejna Meopta-optika, s.r.o., Přerov, Kabelíkova 1, 750 02 Přerov.

V Slovenské republice je kontaktní místo: prof. RNDr. Anton Štrba, CSc., katedra experimentální fyziky FMFI UK, Mlynská dolina F2/148, SK - 842 48 Bratislava, tel.: 00421 2 65 426 706, e-mail: Strba@fmph.uniba.sk

V Slovenské republice rozšiřuje a objednávky přijímá:

prof. Ing. Ivo Čáp, CSc., Žilinská univerzita - EF, Univerzitní 1, SK - 010 26 Žilina, tel.: +421 415 136 350, e-mail: ivo.cap@fpv.utc.sk

Tiskne TYPOservis Holešov, Masarykova 650, 769 01 Holešov, tel.: 573 398 746, e-mail: dtp@typoservis.cz

Inzerce: redakce, Kabelíkova 1, 750 02 Přerov, tel.: 581 242 151, mobil: 776 011 925, fax: 581 242 222.

Odborné články jsou lektorovány.

© JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA 2009

JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA

VĚDECKO-TECHNICKÝ ČASOPIS
ROČNÍK 54 10/2009

OBSAH

Ústav fyziky Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií Vysokého učení technického v Brně (L. Grmela, P. Tománek).....	271
RTS šum v tranzistorech MOSFET (J. Pavelka, J. Šikula, M. Tacano, M. Toita).....	273
Měření a teoretické aproximace VA charakteristik MOSFET (M. Chváta, V. Sedláková, J. Šikula, A. Knápek)	278
Měření emise z povrchu solárních článků pro potvrzení přítomnosti mikroplazmatických defektů v struktuře PN přechodu (O. Krčál)	280
Optické metody měření elektrických veličin v pulsně výkonových aplikacích (P. Drexler, P. Fiala).....	282
Využití měření CU charakteristik pro určení geometrie a polohy pn přechodů křemíkových solárních článků (R. Macků, P. Koptavý).....	291
RNDr. Vladimír Chlup – šedesátiletý (Z. Lošťák)	294
Ing. Miroslav Jedlička, CSc. – 80 let (P. Tománek).....	294
Korelace mezi optickými a elektrickými projevy solárních článků (P. Paračka, P. Koptavý, A. Knápek).....	296
Metalworking and CNC Machine Tool Show China (M. Brandt)	298
Deutsche Messe přesídí do Bombaje (B. Mahnken-Brandhorst)	299
Z technické knihovny (I. Brezina).....	299

Bližší informace o poslání časopisu, pokyny pro autory, obsah časopisu apod. je uveden na internetu:

<http://www.fzu.cz/struktura/casopisy/jemnam/jemname.php>

Informace o předplatném podá, objednávky přijímá, objednávky do zahraničí vyřizuje: SLO UP a FZÚ AV ČR, Tř. 17. listopadu 50, 772 07 Olomouc, tel.: 585 223 936, fax: 585 631 531.

Cena čísla 40 Kč včetně DPH

ADVISORY BOARD

Chairman: Miloslav VYCHODIL - Meopta-optika, s.r.o., Přerov (Czech Rep.)

Members: Ján BARTL - Inst. of Measurement Science Slovak Academy of Sciences, Bratislava (Slovak Rep.), Zdeněk BOUCHAL - Palacky Univ. (Czech Rep.), Igor BREZINA - Bratislava (Slovak Rep.), Pavol HORNÁK - Slovak Tech. Univ., Bratislava (Slovak Rep.), Miroslav HRABOVSKÝ - Joint Lab. of Optics of Palacky Univ. and Inst. of Physics of Czech Academy of Science, Olomouc (Czech Rep.), Vladimír CHLUP - Olomouc (Czech Rep.), Lubomír JASTRABÍK - Inst. of Physics of Czech Academy of Science, Praha (Czech Rep.), Pavel KLENOVSKÝ - Czech Metrology Inst., Brno (Czech Rep.), Jiří KRŠEK - Tech. Univ., Brno (Czech Rep.), Vojtěch KŘESÁLEK - Tomas Bata Univ. in Zlín (Czech Rep.), Jan KŮR, Mesing, spol. s r.o., Brno (Czech Rep.), Bohumila LENCOVÁ - Inst. of Scientific Instruments of Czech Academy of Science, Brno (Czech Rep.), Martin LIBRA - Czech Univ. of Agric. Praha (Czech Rep.), Miroslav LIŠKA - Tech. Univ., Brno (Czech Rep.), Zdeněk LOŠTÁK - Meopta-optika, s.r.o., Přerov (Czech Rep.), Petr LOUDA - Tech. Univ., Liberec (Czech Rep.), František MÁCA, Inst. of Physics of Czech Academy of Science, Praha (Czech Rep.), Miroslav MILER - Inst. of Photonics and Electronics of Academy of Sciences, v.v.i., Praha (Czech Rep.) Jan PEŘINA - Palacky Univ., Olomouc (Czech Rep.), Jaromír PIŠTORA - Tech. Univ., Ostrava (Czech Rep.), Jaroslav POSPÍŠIL - Palacky Univ., Olomouc (Czech Rep.), Dagmar SENDERÁKOVÁ - Comenius Univ., Bratislava (Slovak Rep.), Petr SCHOVÁNEK - Joint Lab. of Optics of Palacky Univ. and Inst. of Physics of Czech Academy of Science, Olomouc (Czech Rep.), Karel STUDENOVSKÝ - Czech Tech. Univ., Praha (Czech Rep.), Anton ŠTRBA - Comenius Univ., Bratislava (Slovak Rep.),

Gerd HÄUSLER, Lehrstuhl für Optik, Universität Erlangen - Nürnberg, Erlangen (Germany), Michael J. LALOR, Liverpool John Moores University, U. K.; Paul RAUSNITZ, TCI New York, U. S. A.; Rodney J. SOUKUP, University of Nebraska-Lincoln, U. S. A.; M. C. TEICH, Boston University, U. S. A.; Emil WOLF, University of Rochester, U. S. A.

FINE MECHANICS AND OPTICS

Published by Institute of Physics Academy of Sciences of the Czech Republic under participation of The International Society for Optical Engineering (SPIE/CS) in the Publishing House of the Institute of Physics of the Academy of Sciences of the Czech Republic.

Director of Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic: Jan ŘÍDKÝ

Editor: Miroslav HRABOVSKÝ

Managing Editor: Jaroslav NEVŘALA

Address of the Editor's office in Olomouc (subscription, publisher services): SLO UP a FZÚ AV ČR, Tř. 17. listopadu 50, 772 07 Olomouc, Czech Republic, phone: ++420 585 631 576, fax: ++420 585 631 531, e-mail: eva.pelclova@upol.cz

Address of the Editor's office in Přerov (Managing Editor): Kabelíkova 1, 750 02 Přerov, Czech Republic.

Reproduction only with permission of the Editor and under observing the copyright. Unasked manuscripts are not sent back. The authors are responsible for originality and correctness of their contributions.

Subscription fee: Annual fee is 420,- CZK. This price of subscription is the same for both Czech and Slovak Republics. Fine Mechanics and Optics journal is distributed into other countries for uniform price 10 EUR/Pcs. For members of SPIE/CS the annual subscription fee is 120,- CZK. For Bc., Mgr., Ph.D. and secondary school students the subscription fee is 120,- CZK per year, annual subscription including postage is 300,- CZK.

Distribution: by the Publisher, Company Sales shop of Meopta-optika, s.r.o., Přerov, Kabelíkova 1, 750 02 Přerov, Czech Republic.

Contact place for the Slovak Republic: Anton Štrba, Department of Experimental Physics, Faculty of Mathematics, Physics and Informatics, Comenius University, Mlynská dolina F2/148, SK - 842 15 Bratislava, phone: 00421 2 65 426 706, e-mail: strba@fmph.uniba.sk

Printing: TYPOServis Holešov, Masarykova 650, CZ-769 01 Holešov, phone: 573 398 746 (from abroad: ++420 573 398 746). e-mail: dtp@typoservis.cz

Advertising: editor's office, Kabelíkova 1, CZ-750 02 Přerov, fax: 581 242 222.

Papers are reviewed.

© FINE MECHANICS AND OPTICS 2009

FINE MECHANICS AND OPTICS

SCIENTIFIC-TECHNICAL JOURNAL
VOLUME 54 10/2009

CONTENTS

- Brno University of Technology, Faculty of Electrical Engineering and Communication, Physics Department**
(L. Grmela, P. Tománek)..... 271
- RTS noise in MOSFETs** (J. Pavelka, J. Šikula, M. Tacano, M. Toita) 273
- Measurements and theoretical approximations of VA characteristics MOSFETs** (M. Chvátal, V. Sedláková, J. Šikula, A. Knápek) 278
- Measurement of solar cell surface for microplasma discharge presence acknowledgement in the PN junction structure** (O. Krčál)..... 280
- Optical methods for electric quantities measurement in pulsed power applications** (P. Drexler, P. Fiala)..... 282
- Silicon solar cells pn junction geometry and location assessment using CU characteristic measurement** (R. Macků, P. Koktavý)..... 291
- RNDr. Vladimír Chlup in his sixtieth** (Z. Lošťák) 294
- Ing. Miroslav Jedlička, CSc. 80 years old** (P. Tománek)..... 294
- Correlation between optical and electrical properties of solar cells** (P. Paračka, P. Koktavý, A. Knápek)..... 296
- Metalworking and CNC Machine Tool Show China** (M. Brandt) 298
- Deutsche Messe přesídí do Bombaje** (B. Mahnken-Brandhorst) 299
- From technical library** (I. Brezina) 299
- For further information about the journal intention, instructions for authors, contents etc. please refer to
<http://www.fzu.cz/struktura/casopisy/jemname.php>.

Information on subscription rate and on ordering gives the SLO UP a FZÚ AV ČR, Tř. 17. listopadu 50, 772 07 Olomouc, tel.: 585 223 936, fax: 585 631 531.

Price for single copy: 40 Kč incl. VAT

Ústav fyziky Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií Vysokého učení technického v Brně

Článek shrnuje historii Ústavu fyziky FEKT VUT v Brně a zabývá se jeho současnými aktivitami. Zejména je zdůrazněna vzrůstající role ústavu ve vzdělávání i v základním i aplikovaném výzkumu v oborech optoelektroniky, elektroniky a nanotechnologií.

V letošním roce slaví Vysoké učení technické v Brně své 110. výročí založení a Fakulta elektrotechniky a informačních technologií 50 let. Česká vysoká škola technická byla v Brně otevřena v roce 1899, a to nejprve s jedním - stavebním oborem, po kterém byly postupně otevřeny obory strojního inženýrství, zeměměřičský kurs, oddělení elektrotechnického inženýrství a obor chemického inženýrství. Po první světové válce byl založen i obor architektury. Na České vysoké škole technické vznikl při založení ústav matematiky, ústav deskriptivní geometrie a I. fyzikální ústav pod vedením prof. F. Kolářky, později prof. V. Nováka. II. fyzikální ústav vznikl v r. 1913, když byl zřízen chemický obor. V čele tohoto ústavu byl Dr. - později profesor - B. Macků.

V roce 1939 byla Česká vysoká škola technická Dr. E. Beneše násilně uzavřena. Nový rozvoj školy nastal až po ukončení druhé světové války v roce 1945, kdy byly opět otevřeny obory stavební, strojní, elektrotechnický, chemicko-technologický a obor architektury a pozemního stavitelství. Pracovat začaly i oba fyzikální ústavy, v jejichž vedení stáli významní fyzikové tehdejšího období - prof. J. Velíšek, prof. J. Vašíček, prof. J. Potoček. V roce 1945 vznikl na technice také Ústav praktické fotografie, vedený prof. J. Boučkem. V březnu 1951 vytvořily fyzikální ústavy jednu katedru v čele s prof. J. Potočkem.

V této podobě neměla škola dlouhého trvání - v říjnu 1951 byla tehdejší režimem zrušena a místo ní vznikla Vojenská technická akademie A. Zápotockého, kam přešel prof. J. Potoček téměř s celým II. fyzikálním ústavem. Z původní školy zůstala pouze Vysoká škola stavitelská, k jejíž katedře geodézie a fyziky byl jako pracoviště fyziky přiřazen I. fyzikální ústav. Pracoviště fyziky vedl prof. A. Vašíček, od února 1954 pak prof. R. Košťál.

Koncem padesátých let se podařilo postupně dosáhnout obnovení civilní brněnské techniky pod názvem Vysoké učení technické v Brně s Fakultou stavební a novou Fakultou energetickou, která měla dvě oddělení: strojní a elektrotechnické. Dne 1. 9. 1957 vznikla samostatná katedra fyziky v čele s prof. Rostislavem Košťálem, kterého v r. 1959 vystřídal doc. Jan Schwarz. V roce 1958 se Energetická fakulta rozdělila na Strojní a Elektrotechnickou. Elektrotechnická fakulta měla v začátku pouze pět odborných kateder; výuka fyziky i matematiky nadále spadala pod původní společné katedry.

Samostatná katedra fyziky elektrotechnické fakulty VUT vznikla až v roce 1961 a vedením byl pověřen doc. RNDr. Antonín Srový, CSc. Zvyšující se počet studentů na celém VUT vedl k postupnému rozšiřování jednotlivých kateder o nové členy, takže v roce 1972 se katedra fyziky FE rozrostla na 19 členů. Tento počet zůstal s malými odchylkami až do roku 1991.

Od roku 1981 vedl katedru doc. RNDr. Pavel Vašina, CSc., který na Elektrotechnickou fakultu přešel z Fakulty stavební. V té době zajišťovala katedra výuku základního kursu fyziky pro

všechny obory denního a dálkového studia a předmět Kvantová mechanika a statistická fyzika pro obory Elektrotechnologie a Mikroelektronika.

Katedra fyziky FE VUT sídlila od svého vzniku až do roku 1990 v budově Ferony na ulici Koněvově (dnešní Vídeňské) 131. V roce 1990 došlo k jejímu rychlému přestěhování do areálu Kraví hora, do prostor po vojenské katedře; v témže roce v listopadu převzal vedení katedry doc. RNDr. Marian Štrunc, CSc.

Elektrotechnická fakulta VUT - co do velikosti třetí z 9 současných fakult VUT - zahájila jako první od školního roku 1991/1992 změny ve studiu, které významným způsobem měnily tradiční pojetí studia na VUT. Cílem těchto změn bylo přiblížit se co nejvíce evropskému standardu pro technické univerzity ECTS.

V roce 1993 proběhla výrazná reorganizace fakulty, která přinesla mnohé důsledky týkající se jak organizační struktury fakulty, tak i samotné výuky. V rámci reorganizace došlo také k přejmenování fakulty na Fakultu elektrotechniky a informatiky a přeměně kateder na ústavy. V důsledku těchto změn se k září 1993 snížil počet členů našeho ústavu z 20 na 18.

V září 1994 se Ústav fyziky přestěhoval do areálu VUT pod Palackého vrchem a musel co nejrychleji uvést do provozu veškeré své prostory - především výzkumné a výukové laboratoře. Takže v letošním roce slavíme, kromě 50. výročí fakulty i 15. výročí přestěhování do nových prostor.

Od roku 2002 je vedoucím ústavu doc. Ing. Lubomír Grmela, CSc. Pod jeho vedením se rozšířil rozsah pedagogické činnosti ústavu do nových oblastí a výrazně posílil vědecko-výzkumný charakter pracoviště.

Rozsah a postavení fyziky jsou na FEKT VUT v Brně tradičně významné. Všichni studenti prezenční i kombinované formy bakalářského studia absolvují kurs Fyzika 1 a Fyzika 2, ti, kteří neměli na střední škole fyziku, absolvují výběrový Fyzikální seminář, který shrnuje středoškolskou látku a pomáhá k dosažení lepších studijních výsledků. Navíc, pro Fakultu informačních technologií, zajišťuje ústav výuku jednosemestrového předmětu Fyzika pro FIT.

V magisterském studiu nabízí Ústav fyziky výuku ve čtyřech předmětech: Moderní fyzika, Fyzika pevné fáze, Nanotechnologie, Nedestruktivní diagnostika a fyzika dielektrik a v jednom předmětu pro FIT Fyzikální optika.

V r. 2006 byl na Ústavu fyziky akreditován doktorský obor Fyzikální elektronika a nanotechnologie a nejen pro něj ústav organizuje předměty Rozhraní a nanostruktury, Spektroskopické metody pro nedestruktivní diagnostiku a pro FIT i předmět Optika. První doktorandi ústavu obhájovali své disertace na jiných pracovištích. V současné době studuje nový obor v prezenční formě 11 studentů, 2 potom v kombinované formě.

V souvislosti s rozvojem tohoto oboru získal Ústav v letošním roce projekt „Incubátor vědeckých týmů pro fyzikální elektroniku

a nanotechnologie“ v rámci Operačního programu Vzdělávání pro konkurenceschopnost 2.3, který je spolufinancován z Evropského sociálního fondu a státního rozpočtu ČR. Výrazněji se členové ústavu zapojili do základního i aplikovaného výzkumu při řešení problematiky Výzkumných záměrů Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy ČR MIKROSYT a MIKROSYN a jednotlivé laboratoře ústavu začaly úzce spolupracovat. Úzká součinnost se zejména projevuje při přípravě návrhu Centra excelence CEITEC, na němž se pracoviště aktivně podílí.

Vědecká práce se soustřeďuje zejména do tří laboratoří, z nichž nejvýznamnější je „Sdružení VUT: Česká laboratoř pro elektronický šum“. Pod vedením prof. RNDr. Ing. Josefa Šikuly, DrSc. je zaměřena na výzkum nízkofrekvenčního šumu. Experimentální a teoretické studium šumu je základem pro vývoj šumové diagnostiky a moderních metod odhadu životnosti elektronických součástek. Laboratoř spolupracuje s hlavními evropskými a japonskými laboratořemi, účastní se projektů EU, vychovává doktorandy. Laboratoř je nositelem několika tuzemských i zahraničních grantů. Sdružení VUT je odsouhlaseno jako jedno z pracovišť ELEN, tj. European Laboratory for Electronic Noise.

Laboratoř optické nanometrie (vedená prof. RNDr. Pavlem Tománkem, CSc.) se zabývá bezkontaktním, nedestruktivním zkoumáním povrchů materiálů s příčným superrozlišením, k čemuž se využívá optické řádkovací tunelové mikroskopie pracující v odrazném i propustném režimu. Hlavními cíli jsou topografie, lokální spektroskopie a fluorescence polovodičových povrchů a výroba sond pro mikroskopy. V kombinaci s první laboratoří v poslední době k tomu přistoupilo i studium lokálních elektrických a optických charakteristik solárních článků. Tato kombinace představuje světově nosné téma. Na práci laboratoře se nyní podílí

5 členů ústavu a dva doktorandi. Od svého vzniku v r. 1994 byla laboratoř nositelem 17 grantů GAČR, MŠMT, NATO a podílela se na dalších 3 grantech.

Laboratoř dielektrické spektroskopie, pod vedením doc. Ing. Karla Liedermanna, CSc. se zabývá zejména problematikou dielektrické relaxační spektroskopie. Ta slouží ke sledování molekulární dynamiky studovaných dielektrických materiálů s cílem interpretovat výsledky experimentu na molekulární úrovni. Použitelný frekvenční rozsah je 75 Hz -35 MHz, přičemž se předpokládá, že jej bude možno rozšířit směrem dolů až do 20 Hz. Při řešení problémů spolupracuje laboratoř s Ústavem fyziky a materiálového inženýrství FT VUT ve Zlíně (doc. Ing. L. Lapčík, CSc.) a Institutem v Augsburgu. Od svého vzniku byla laboratoř nositelem 4 grantů.

Menší výzkumný tým (vedený doc. RNDr. Miladou Bartlovou, Ph.D.) spolupracuje s Ústavem výkonové elektrotechniky a elektroniky FEKT při studiu jevů plasmatických jevů v oblouku. Mnozí členové ústavu jsou také zapojeni i do pedagogického výzkumu spojeného s e-learningem.

Jednotlivé laboratoře ústavu fyziky jsou také schopny poskytovat podnikům poradenské a expertizní služby ve výše uvedených oblastech, zejména při návrhu výrobě a použití testerů pro posouzení kvality a prognózu spolehlivosti tenkovrstvých struktur, izolantů, odporů, součástek s přechodem P-N a submikronových struktur MOS, měření dielektrických vlastností fólií, keramiky a viskózních kapalin v rozsahu 20 Hz - 1 MHz, v nanometrie optických, elektrických a materiálových veličin či diagnostice plazmatu měření teploty elektrického oblouku napájeného stejnosměrným nebo střídavým proudem.

Jako ukázka činnosti Ústavu jsou některé z nejnovějších výsledků prezentovány v tomto čísle.

Doc. Ing. Lubomír Grmela, CSc., tel.: 541 143 279, email: grmela@feec.vutbr.cz
Prof. RNDr. Pavel Tománek, CSc., tel.: 541 143 278, email: tomanek@feec.vutbr.cz
Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií,
Ústav fyziky, Technická 8, 616 00 Brno

Technické pokyny pro autory

Příspěvky se přijímají v elektronické formě.

Požadavky na textovou část: Text musí být pořízen v editoru MS WORD, doporučuje se font Times New Roman, velikost písma 12, dvojitě řádkování, formát stránky A4. Ve všech částech příspěvku používejte stejný font. Text pište do jednoho sloupce se zarovnáním k levému okraji, klávesu ENTER používejte pouze na konci odstavce.

Rovnice a vzorce uváděné na samostatných řádcích musí být vytvořeny modulem pro matematiku editoru MS WORD, rovnice a vzorce, které jsou součástí textu na řádku, zapisujte pomocí vložených symbolů, nikoliv zmíněným modulem. Při psaní matematických a chemických výrazů dodržujte základní pravidla: Veličiny pište kurzívou, matice tučně stojatě (antikva), vektory a skaláry tučnou kurzívou. Úplný (totální) diferenciál „d“ vždy stojatě. Ludolfovo číslo „π“ stojatě. Indexy, pokud vyjadřují veličinu, pište kurzívou, v opačném případě stojatě (např. max, min apod.). Imaginární jednotku „i“ stejně jako „j“ v elektrotechnice pište stojatě.

Dodržujte pravidla českého pravopisu; za interpunkčními znaménky je vždy mezera. Rovněž tak před a za znaménky „+“, „-“, „=“ apod. je vždy mezera.

Požadavky na obrázky a grafy: Grafickou část příspěvku nevěšujte do textu, ale dodávejte ji jako samostatné grafické soubory typu *.CDR, *.EPS, *.TIF, *.JPG a *.AI (vektorovou grafiku jako

*.EPS nebo *.AI soubory, bitmapovou grafiku jako *.TIF nebo *.JPG soubory). V žádném případě nedodávejte obrázek v souboru typu *.doc. Bitmapové soubory pro černobílé kresby musí mít rozlišení alespoň 600 dpi, pro černobílé fotografie nejméně 200 dpi a pro barevné nejméně 300 dpi. Při generování obrázků v COREL DRAW do souboru typu *.EPS převedte text do křivek. U souborů typu *.JPG používejte takový stupeň komprese, aby byla zachována co nejlepší kvalita obrázku. Velikost písma v obrázcích by neměla klesnout pod 1,5 mm (při předpokládané velikosti obrázku po zalomení do tiskové strany).

Pokyny k předávání příspěvku

Ke každému textu nebo grafice musí být přiložen kontrolní výtisk nebo fotografie.

Dále je třeba, aby k článku autor dodal překlad resumé a názvu článku do anglického (českého – slovenského) jazyka, klíčová slova, jména všech autorů včetně titulů, jejich plných adres, telefonického spojení a případně e-mailové adresy.

Soubory je možno dodat na disketě nebo CD. Ke každému příspěvku připojte seznam všech předávaných souborů a u každého souboru uveďte pomocí jakého software byl vytvořen.

Příspěvky zasílejte na adresu: Redakce časopisu JMO, Kabelkova 1, 750 02 Přerov.

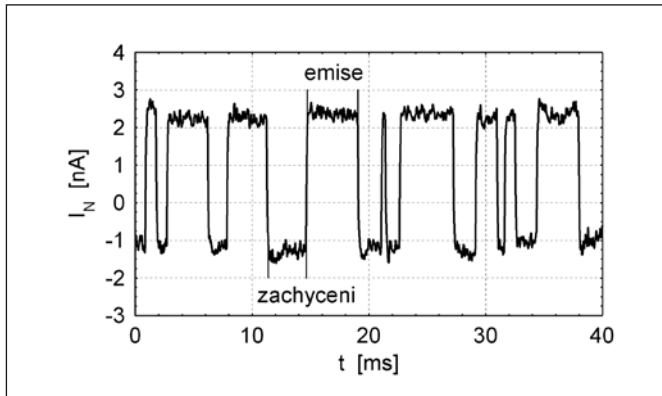
RTS šum v tranzistorech MOSFET

Nízkofrekvenční šum v tranzistorech MOSFET je dán především složkami se spektrem typu $1/f$ a šumem RTS (random telegraph signal), vznikajícím v důsledku zachycování a uvolňování nosičů náboje na pastech v blízkosti kanálu. Článek podává souhrn experimentálních výsledků o závislosti amplitudy RTS šumu a střední doby zachycení a emise na aplikovaném napětí a teplotě, na jejich základě lze pak stanovit některé charakteristiky pastí, jako aktivací energii nebo polohu v kanálu.

Klíčová slova: RTS šum, $1/f$ šum, MOSFET, pasti

1. ÚVOD

RTS šum vzniká v elektronických součástkách s velmi malou aktivní oblastí a nízkým počtem volných nosičů náboje, jako jsou například tranzistory MOSFET s rozměry kanálu na úrovni μm a menších, kdy při procesech zachycování a uvolňování (emise) nosiče na jediném defektu (pasti) dochází k modulaci proudu kanálu mezi dvěma úrovněmi (hladinami). Podle charakteristického signálu s přepínáním mezi dvěma stavy je tento druh elektronického šumu také pojmenován (RTS = Random Telegraph Signal). Příklad časové závislosti šumového proudu I_N , naměřeného na tranzistoru s rozměry kanálu $0,35 \times 5 \mu\text{m}$, je uveden na obr. 1. RTS šum o amplitudě $\Delta I = 3,5 \text{ nA}$ tvoří střídavou složku celkového proudu mezi emitorem a kolektorem o velikosti $I_D = 1,75 \mu\text{A}$ a relativní fluktuace proudu je tedy 0,5%. Při zmenšování rozměrů součástky a počtu nosičů náboje N pak relativní velikost amplitudy RTS šumu běžně přesahuje 10 % a představuje tedy významné omezení z hlediska praktického použití daných součástek.



Obr. 1 Časová závislost RTS šumu

2. SPEKTRUM RTS ŠUMU A VZNIK ŠUMU TYPU $1/f$

Zachycení a emise volných nosičů náboje na pastech jsou náhodné procesy, u kterých za předpokladu nezávislosti rychlosti přechodu mezi hladinami na stavu soustavy v minulosti existuje exponenciální rozložení délek jednotlivých pulsů (Poissonův proces) [1]. Po vyhodnocení časového záznamu RTS signálu, jehož část je uvedena na obr. 1, obdržíme histogram počtu pulsů P o dané délce t (obr. 2). Pro vyjádření míry interakce pastí s elektrony nebo děrami a její závislosti na koncentraci nosičů, intenzitě elektrického pole, teplotě a dalších parametrech vyhodnocujeme střední dobu setrvání signálu ve stavu s vyšší hodnotou proudu (napětí, vodivosti

kanálu) τ_1 a střední dobu setrvání ve stavu s nižší hodnotou proudu τ_0 . Alternativně lze mluvit o střední době trvání pulsu a mezery mezi pulsy apod., ale identifikaci, který stav odpovídá zachycení a který emisi nosiče lze provést až po vyhodnocení polaritě pastí, např. ze závislosti těchto dob na napětí na hradle.

Pro vyjádření spektrální hustoty RTS šumu lze odvodit vztah [1]

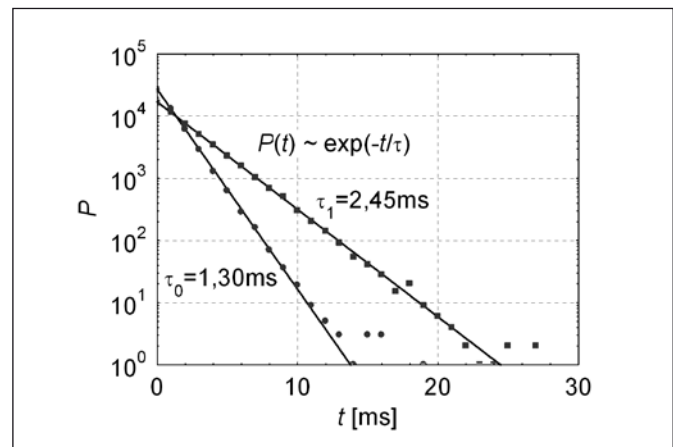
$$S_I(f) = \frac{4(\Delta I)^2}{(\tau_0 + \tau_1) \left[\left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_1} \right)^2 + (2\pi f)^2 \right]}, \quad (1)$$

který po zavedení kombinovaného časového parametru můžeme uvést ve formě Lorentzovy funkce

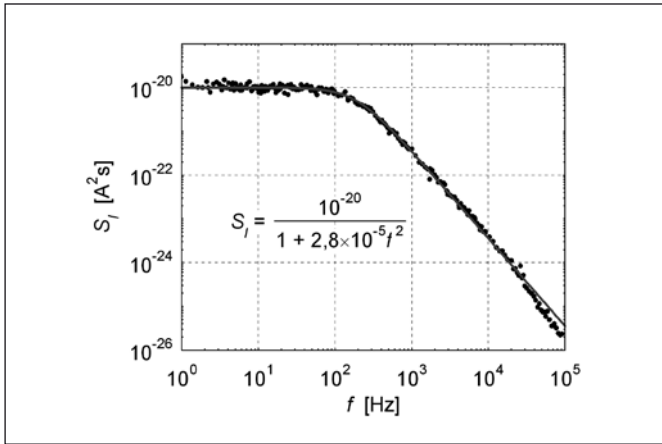
$$S_I(f) = \frac{\text{const}}{1 + (2\pi f)^2 \tau^2}, \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_1}. \quad (2)$$

Pro signál znázorněný na obr. 1 jsou střední doby zachycení a emise $\tau_0 = 1,30 \text{ ms}$ a $\tau_1 = 2,45 \text{ ms}$, výsledný parametr $\tau = 0,85 \text{ ms}$ a amplituda $\Delta I = 3,5 \text{ nA}$. Jeho teoretická spektrální charakteristika dle rovnice (2) spolu s experimentální závislostí určenou FFT analyzátozem Advantest R9211 jsou uvedeny na obr. 3.

RTS šum je příkladem generačně-rekombinačního šumu, u kterého dochází ke fluktuaci proudu v důsledku fluktuace počtu nosičů



Obr. 2 Histogram počtu pulsů P dané délky t a určení střední doby setrvání v daném stavu τ pro signál na obr. 1



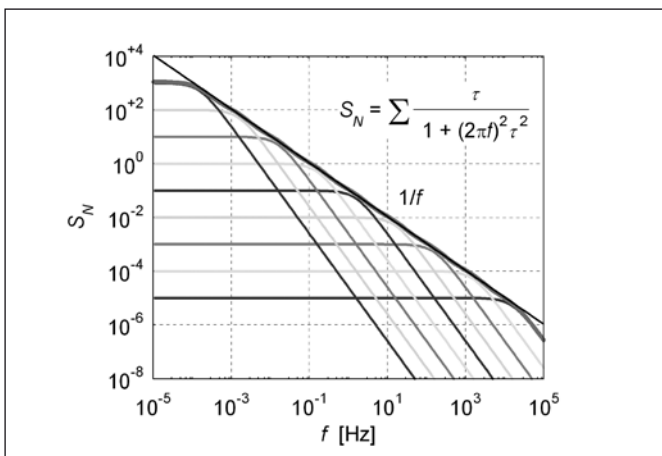
Obr. 3 Frekvenční závislost proudové spektrální hustoty RTS šumu S_I pro signál na obr. 1

náboje. Druhým možným mechanismem je fluktuace jejich pohyblivosti μ . Při vyjádření plošné hustoty proudu $\vec{j} = e\mu n\vec{E}$ v závislosti na koncentraci nosičů n a intenzitě elektrického pole \vec{E} pak pro celkovou fluktuaci proudové hustoty $\Delta\vec{j}$ dostáváme vztah

$$\Delta\vec{j} = e\mu\vec{E}\Delta n + en\vec{E}\Delta\mu. \quad (3)$$

Experimentálně velmi často pozorujeme flukuační procesy charakterizované závislostí šumové spektrální hustoty nepřímo úměrné frekvenci $S_I \sim f^{-y}$ kde $y \cong 1$ a mluvíme tedy o šumu typu $1/f$. V současné době ještě není zcela objasněn mechanismus vzniku šumu $1/f$.

V případě tranzistorů MOSFET předpokládáme, že dominantním mechanismem je fluktuace počtu volných nosičů při jejich zachycování na pastech v blízkosti kanálu. Interakce s každou pastí se ve spektru projevuje Lorentzovou závislostí dle rovnice (2). Výsledná frekvenční závislost spektrální hustoty šumu je v případě navzájem nezávislých pastí dána superpozicí jednotlivých příspěvků Lorentzova typu a obecně se jedná o komplikovanou funkci klesající v rozmezí 0. až 2. mocniny frekvence podle rozložení časových konstant jednotlivých příspěvků. Pravděpodobnost zachycení nosiče náboje na pasti při předpokládaném procesu tunelování do hloubky oxidové vrstvy je exponenciálně závislá na vzdálenosti pasti od rozhraní mezi kanálem a izolační vrstvou hradla Si-SiO₂. Podle McWhorterovy teorie [2] dostáváme v případě rovnoměrné distribuce pastí v oxidové vrstvě logaritmické rozložení časových konstant a výsledné spektrum má tvar právě $1/f$. Tento jev je ilustrován na obr. 4, kde složením devíti příspěvků s jednou hodnotou časové konstanty τ na každou dekádu frekvence obdržíme spektrum



Obr. 4 Vznik spektra typu $1/f$ superpozicí lorentzovských spekter s časovou konstantou τ v rozmezí $10^{-5} - 10^3$ s

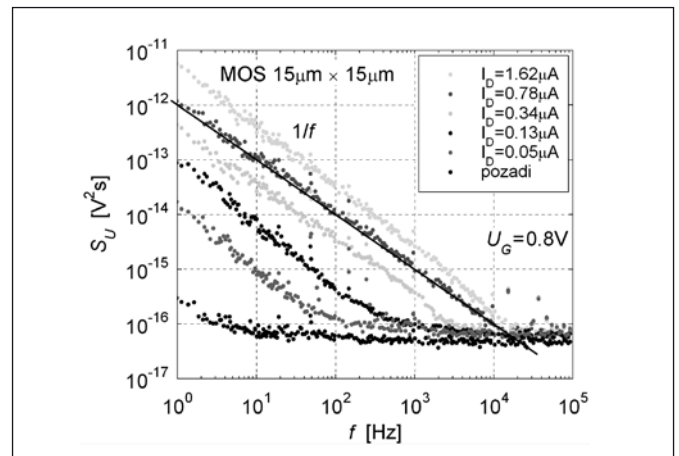
$1/f$ v rozmezí 10^{-4} až 10^4 Hz. McWhorterova teorie bývá aplikována v případech, kdy jsou šumové charakteristiky daného vzorku definovány především procesy na povrchu nebo rozhraních.

Podle Hoogeho teorie [3] je rozhodujícím mechanismem vzniku šumu $1/f$ fluktuace pohyblivosti nosičů náboje daná jejich rozptylem na akustických kmitech mřížky a jedná se tedy o objemový efekt. Pro velikost spektrální hustoty šumového proudu platí vztah

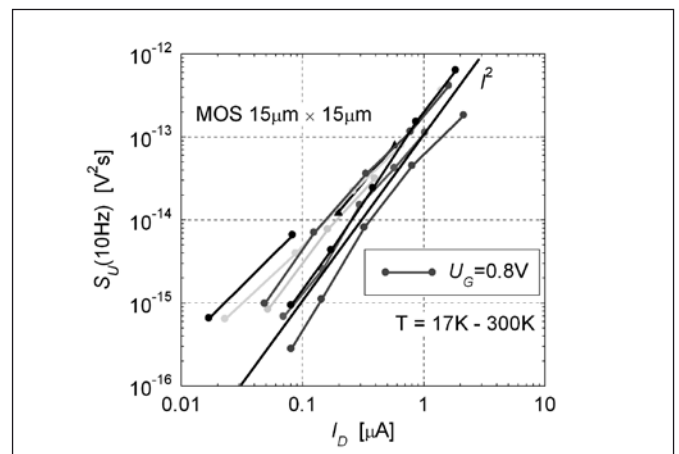
$$S_I = \frac{\alpha_H I^2}{Nf}, \quad (4)$$

kde I je velikost proudu vzorkem, N celkový počet nosičů participujících na přenosu náboje (počet fluktuátorů) a α_H konstanta úměrnosti. Velikost Hoogeho parametru α_H má pak význam normalizované intenzity šumu.

V obr. 5 je vynesena frekvenční závislost spektrální hustoty šumu, naměřená na tranzistoru MOSFET s nominálními rozměry kanálu $15 \times 15 \mu\text{m}^2$. Pozorovaná závislost odpovídá šumu typu $1/f$ v širokém rozmezí teploty pro několik hodnot napětí na hradle U_G a velikost spektrální hustoty šumu pro fixní frekvenci $f = 10$ Hz je přímo úměrná druhé mocnině proudu kanálem I_D (viz obr. 6). Z hlediska Hoogeho teorie pak můžeme vyhodnotit velikost parametru $\alpha_H = 10^{-6}$, která je typická pro danou technologii. Počet volných nosičů náboje je řádově 10^6 . Při srovnání s tranzistorem o rozměrech $0,35 \times 5 \mu\text{m}^2$, pro který odhadujeme počet nosičů na úrovni



Obr. 5 Frekvenční závislost spektrální hustoty napěťového šumu S_U v závislosti na proudu kanálem I_D při konstantním napětí na hradle $U_G = 0,8$ V a proměnném napětí na kanálu U_D , pro MOSFET s rozměry kanálu $15 \times 15 \mu\text{m}^2$



Obr. 6 Závislost hodnoty spektrální hustoty napěťového šumu S_U při frekvenci 10 Hz na proudu kanálem při konstantním napětí na hradle. Jednotlivé křivky měřeny pro různé hodnoty U_G a teploty na tomtéž vzorku

několika tisíc (výpočet je uveden v následující kapitole), se pak experimentálně potvrzují závěry vyplývající z McWhorterovy teorie. Předpokládáme, že v případě součástky s malými rozměry pozorujeme RTS šum generovaný jednou pastí se spektrem Lorentzova typu (viz obr. 3). Pro součástku s plochou více než 100× větší lze při stejné technologii výroby očekávat odpovídajícím způsobem vyšší počet aktivních pastí a superpozici příspěvků jednotlivých pastí vzniká experimentálně pozorovaný šum typu 1/f.

3. AMPLITUDA RTS ŠUMU

Amplituda RTS šumu je primárně závislá na počtu N volných nosičů náboje v kanálu. V nejjednodušším modelu lze velikost relativní amplitudy šumového proudu vyjádřit jako

$$\frac{\Delta I}{I_D} = \frac{1}{N}. \quad (5)$$

Experimentálně však pozorujeme podstatně složitější typy závislostí, jakým způsobem ovlivňuje náboj zachycený na pastí v blízkosti kanálu transport ve svém okolí. Obecně se zde projevují různé mechanismy rozptylu redukující pohyblivost nosičů náboje, vliv rozdílné míry odstínění zachyceného náboje v závislosti na pracovním režimu (ochuzená vrstva, slabá nebo silná inverze) a další.

Koncentraci elektronů v kanálu můžeme odhadnout např. z velikosti odporu kanálu R v ohmickém režimu, tj. pro napětí mezi emitorem a kolektorem U_D o velikosti řádově desítky milivoltů. Při pokojové teplotě a napětí na hradle $U_G = 0,7$ V je odpor kanálu přibližně $R = 9$ k Ω a pro nominální rozměry kanálu délka $L = 0,35$ μm , šířka $w = 5$ μm a hloubka $t = 10$ nm vychází hodnota měrného odporu

$$\rho = R \frac{wt}{L} = 0,13 \text{ } \Omega\text{cm}. \quad (6)$$

Odtud pomocí měrné vodivosti σ vyjádříme koncentraci volných nosičů n

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = e\mu n, \quad n = \frac{1}{e\mu\rho} = \frac{L}{e\mu wt R} = 1,3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \quad (7)$$

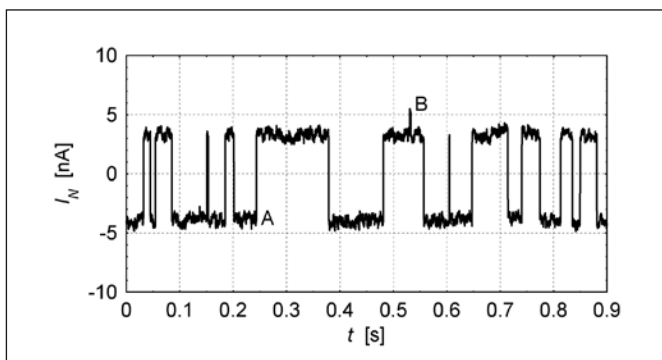
kde $\mu = 370$ cm^2/Vs je jejich pohyblivost. Odpovídající počet volných nosičů v objemu kanálu je potom $N = nwtL = 2300$.

Alternativní výpočet využívá vztahu

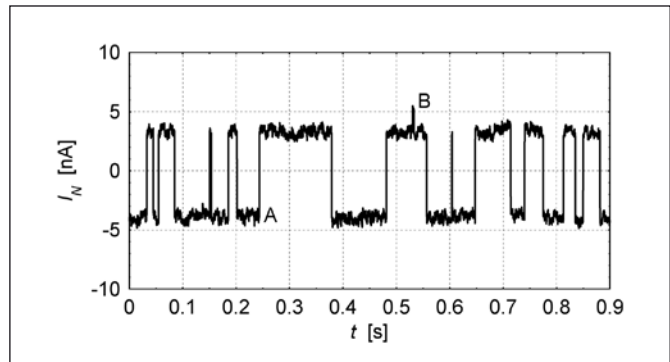
$$N = \frac{wLC_{ox}(U_G - U_{th})}{e}, \quad (8)$$

kde $C_{ox} = 5,3$ $\text{fF}/\mu\text{m}^2$ (dle měření výrobce) je kapacita oxidové vrstvy pod hradlem na jednotku plochy a U_{th} prahové napětí. Pro experimentálně určenou hodnotu $U_{th} = 0,66$ V dostáváme opět $N = 2300$.

Velikost koncentrace určená výše uvedeným způsobem má význam průměrné hodnoty koncentrace v celém kanálu. Dosazená



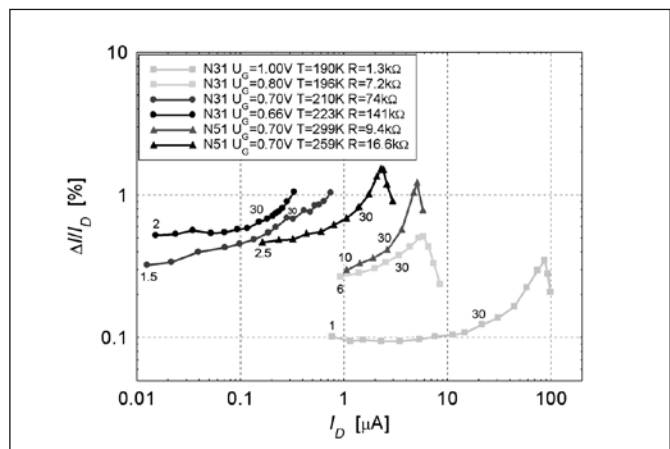
Obr. 7 Časová závislost RTS šumu v lineární oblasti (vzorek N31, napětí na hradle $U_G = 0,70$ V, napětí na kanálu $U_D = 20$ mV, celkový proud kanálem $I_D = 0,22$ μA)



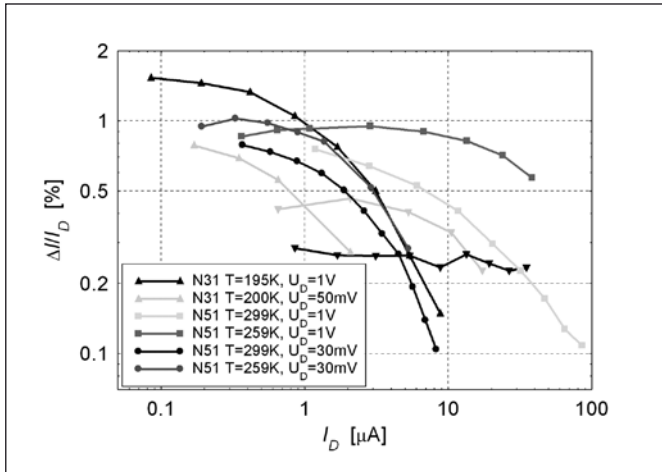
Obr. 8 Časová závislost RTS šumu v saturační oblasti (vzorek N31, napětí na hradle $U_G = 0,70$ V, napětí na kanálu $U_D = 1,2$ V, celkový proud kanálem $I_D = 0,75$ μA)

hodnota hloubky kanálu $t = 10$ nm je pouze řádovým odhadem (v rovnici pro určení počtu nosičů se však vykrátí). V reálné součástce lze předpokládat proměnlivou hodnotu koncentrace jak v příčném směru od rozhraní Si-SiO₂ do hloubky kanálu, tak v podélném směru mezi emitorem a kolektorem v závislosti na velikosti napětí na kanálu U_D a na hradle U_G . To je ilustrováno v obr. 7 a obr. 8, kde je uvedena časová závislost proudu RTS šumu pro stejné podmínky, lišící se pouze velikostí napětí na kanálu. V případě malého napětí $U_D = 20$ mV pozorujeme signál tvořený superpozicí příspěvků tří pastí, označených A, B, C a charakterizovaných rozdílnými hodnotami amplitudy a časových konstant zachycení a emise. Při zvyšování napětí dochází k redistribuci nosičů náboje např. v souvislosti s jevem zaškrcování kanálu (pinch-off) a v saturačním režimu pro $U_D = 1,2$ V zůstává signál jediné dominantní pastí A s předpokládanou polohou v blízkosti elektrody, zatímco pro zbývající dvě pastí v objemu kanálu je interakce s rozhraním podstatně slabší (zbývající malý puls pro $t \sim 0,53$ s jsem pozoroval pouze 5× za 100 s záznamu).

Z hlediska mikrofyzikálních procesů vedoucích ke vzniku RTS šumu je tedy rozhodující velikost lokální koncentrace elektronů v bezprostřední blízkosti zachytného centra (pastí), která může být značně odlišná od průměrné koncentrace v aktivní oblasti celé součástky. Pokud vyjdeme z odhadu počtu volných nosičů náboje založeného na velikosti odporu kanálu nebo kapacity oxidové vrstvy, pro velikost napětí na hradle $U_G = 0,7$ V vychází $N = 2300$ a odpovídající velikost relativní amplitudy fluktuace proudu podle rovnice (5) činí cca 0,05 %, zatímco experimentálně pozorovaná hodnota je z výše uvedených důvodů zhruba 10× větší.



Obr. 9 Závislost relativní amplitudy RTS šumu na proudu kanálem. Měřeno pro vzorky N51 a N31 při různých teplotách T a fixních hodnotách napětí na hradle U_G . Proud kanálem regulovaný změnou napětí na kanálu, jehož vybrané hodnoty v μV jsou uvedeny podél křivek. Hodnota R je velikost odporu kanálu v ohmickém režimu

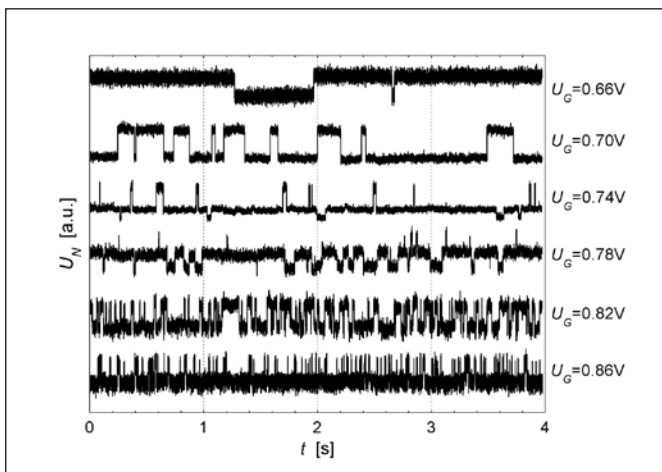


Obr. 10 Závislost relativní amplitudy RTS šumu na proudu kanálem. Měřeno pro vzorky N51 a N31 při různých teplotách T a fixních hodnotách napětí na kanálu U_D . Proud kanálem regulovaný změnou napětí na hradle

Závislost relativní amplitudy RTS šumu na proudu kanálem (který je přímo úměrný koncentraci nosičů náboje) byla experimentálně určena postupem popsáním v [4] a některé výsledky jsou uvedeny v obr. 9 a obr. 10. Měření bylo realizováno pro napětí na hradle v rozmezí $U_G = 0,66$ V, odpovídající prahové hodnotě, kdy dochází ke zformování kanálu, až po $U_G = 1$ V, pro které je odpor kanálu v lineární oblasti $100\times$ menší a tudíž koncentrace nosičů o dva řády vyšší. Podle obr. 9 je při konstantním U_G a rostoucím U_D relativní amplituda zpočátku konstantní v ohmickém režimu a posléze mírně roste zejména v důsledku zaškrfování kanálu. Pro vyšší hodnoty napětí na hradle U_G je díky většímu počtu nosičů relativní amplituda menší, což potvrzuje platnost rovnice (5). To je také dokumentováno v obr. 10, kde při konstantním napětí na kanálu U_D a rostoucím U_G pozorujeme klesající závislosti relativní amplitudy RTS šumu na proudu kanálem. Pro vzorek N31 jsou v tomto obrázku znázorněny trojúhelníky dvojice křivek, odpovídající signálu vznikajícímu působením dvou různých pastí a rozdílný průběh závislostí je dán jejich odlišnou polohou v kanálu.

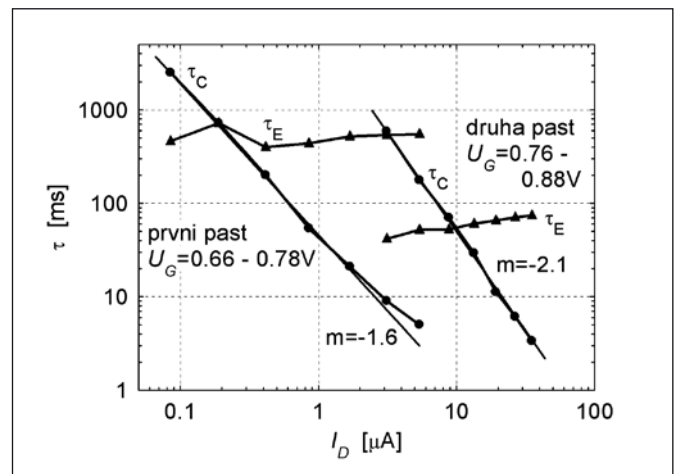
4. GRT MODEL RTS ŠUMU

Změnou napětí na hradle ovlivňujeme koncentraci elektronů v kanálu a polohu odpovídající kvazi-Fermiho energie vůči pastí, která se projevuje rozdílnou intenzitou procesů zachycení a emise. Tento jev je ilustrován v obr. 11, ve kterém jsou zaznamenány



Obr. 11 Časový průběh napětí RTS šumu U_N pro různé hodnoty napětí na hradle U_G . Amplituda všech šesti záznamů normalizována na stejnou velikost

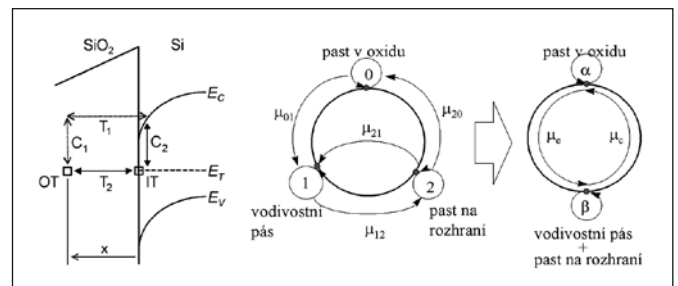
časové závislosti šumového napětí RTS signálu pro šest hodnot napětí na hradle. Pro přehlednost je amplituda všech záznamů normalizována na stejnou velikost. Z obrázku je patrné, že s rostoucí koncentrací volných nosičů náboje se výrazně zkracuje délka pulsů (intervaly s vyšší hladinou napětí, odpovídající délce čekání na zachycení nosiče z kanálu na pasti), zatímco emise (uvolnění nosiče do kanálu, signál na nižší hladině) zůstává téměř konstantní. Po vyhodnocení středních hodnot délek intervalů zachycení a emise τ_C a τ_E je jejich závislost na proudu znázorněna v obr. 12. Protože RTS šum pozorujeme při shodě energie pastí a kvazi-Fermiho energie nosičů náboje v rozmezí několika kT neboli asi 0,1 eV, je pro uvedené rozmezí hodnot napětí na hradle vyhodnocen signál dvou aktivních pastí. Z obr. 12 je patrný kvadratický pokles střední doby zachycení na proudu, resp. koncentraci nosičů náboje v kanálu. Podobné závislosti $\tau_C \sim I^m$, $m \approx -2$ jsme pozorovali pro více vzorků pro různé hodnoty aplikovaného napětí i teploty vzorku. Podle klasické teorie kinetiky RTS šumu [5], založené na Shockley-Read-Hall (SRH) statistice, je ovšem střední doba zachycení nepřímo úměrná koncentraci, což odporuje experimentálním výsledkům.



Obr. 12 Závislost střední doby zachycení τ_C a emise τ_E na proudu kanálem I_D při konstantním napětí na kanálu U_D a proměnném napětí na hradle U_G . Vyhodnocen signál dle obr. 11 s hladinami ze dvou pastí

Dalším problematickým výsledkem SRH modelu bývají nerealistické hodnoty účinného průřezu pastí a vysvětlení rozdílných hodnot aktivací energie procesů zachycení a emise. Určitým řešením může být zahrnutí vlivu Coulombické bariéry vznikající při zachycení elektronu na pasti v důsledku zrcadlení náboje [6].

Za účelem lepšího popisu RTS šumu a vysvětlení pozorovaných závislostí jsme vypracovali nový GRT (generačně-rekombinačně-tunelovací) model RTS šumu [7], který spočívá v rozšíření stáva-



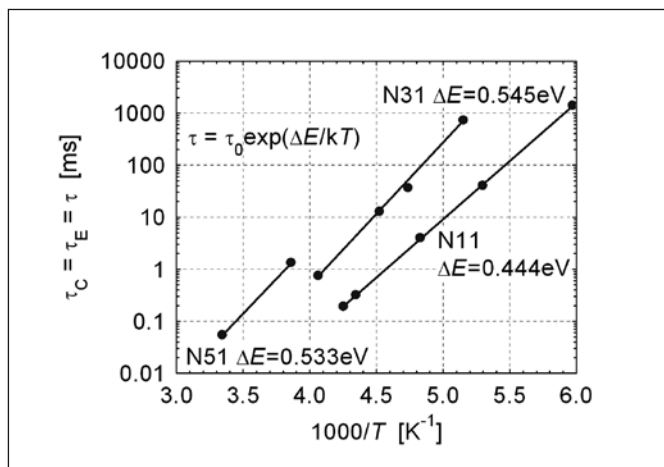
Obr. 13 Pásový diagram rozhraní mezi kanálem a oxidovou vrstvou pod hradlem. Past na rozhraní je označena IT a past v oxidu OT, tunelový přechod do hloubky x v oxidu T a zachycení/emise elektronu na pasti C. Schéma možných přechodů s vyznačením odpovídajících intenzit pravděpodobnosti přechodu μ_{ij} v rámci nového třístavového a klasického dvoustavového modelu

jícího modelu o další stav, představovaný druhou pastí na rozhraní Si-SiO₂ mezi kanálem a oxidovou vrstvou pod hradlovou elektrodou, viz obr. 13. Klasický model předpokládá komunikaci mezi kanálem a hlubokou pastí v oxidu OT první cestou, kdy nejdříve dojde k tunelování T₁ elektronu z vodivostního pásu do oxidu a po uvolnění nadbytečné energie pak k jeho zachycení C₁ na pasti OT. Protože proces disipace energie cca 0,5 eV v oxidové vrstvě je těžko zdůvodnitelný běžnými mechanizmy, navrhli Fu a Sah [8] druhou cestu prostřednictvím rychlých povrchových stavů na rozhraní Si-SiO₂. Elektron je nejdříve zachycen na pasti na rozhraní IT cestou C2 a poté tuneluje cestou T2 na past v oxidu OT, vzdálenou řádově nanometry od rozhraní. Jedná se tedy o dvourozměrný generačně-rekombinační proces, charakterizující přechody mezi třemi hladinami, které jsou vyjádřeny separátními intenzitami pravděpodobnosti přechodu μ_{ij} , $i, j = 0, 1, 2$. Situace je znázorněna v pravé části obr. 13. Ve stacionárním stavu lze určit jednotlivé hodnoty μ_{ij} řešením soustavy Kolmogorovových rovnic [7].

Předpokládáme, že během daného časového intervalu dochází k řádově vyššímu počtu zachycení elektronu z valenčního pásu na rychlé pasti na rozhraní a jeho zpětnému uvolnění termoeemisí, než je počet přechodů na past v oxidové vrstvě. Z experimentálního hlediska se tedy dvojrozměrný g-r proces zobrazí pouze jako jednorozměrný, kdy z důvodu nedostatečného časového rozlišení pozorujeme pouze dvojhladinový signál s časovými konstantami na úrovni ms, přičemž předpokládáme řádově 10⁶/s a více přechodů na past na rozhraní. Naměřený signál o dvou hladinách je nicméně projekcí soustavy s vícerozměrnou statistikou a proto zůstávají v platnosti závěry odvozené pro intenzitu pravděpodobnosti přechodu, ze kterých vyplývá závislost doby zachycení na převrácené hodnotě kvadrátu koncentrace ve tvaru

$$\mu_c = \sigma v T n^2 / n_i \quad (9)$$

kde T je pravděpodobnost tunelového přechodu, σ účinný průřez pastí, v tepelná rychlost elektronů, n jejich koncentrace ve vodivostním pásu a n_i koncentrace elektronů odpovídající poloze Fermiho



Obr. 14 Teplotní závislost střední doby zachycení τ_c a emise τ_e pro případ symetrického RTS signálu, kdy platí $\tau_c = \tau_e$. Měřeno na vzorcích N11, N31 a N51 s určením hodnoty aktivační energie pasti ΔE

hladiny na úrovni hladiny pasti. Pro tuto polohu dochází ke shodě střední doby zachycení $\tau_c = \tau_e$ a na základě jejich teplotní závislosti je pak možné určit parametry energetického diagramu (viz obr. 14). Protože převrácená hodnota intenzity pravděpodobnosti μ_c odpovídá střední době setrvání na pasti τ_c , potvrzují experimentálně zjištěné kvadratické závislosti platnost rovnice (9).

ZÁVĚR

V souvislosti s miniaturizací elektronických součástek nabývá na významu studium RTS šumu, který vzniká procesy zachycení a emise nosičů náboje na jediné pasti. Článek se zabývá jeho souvislostí se šumem typu 1/f a představuje generačně-rekombinačně-tunelovací model RTS šumu, který lépe objasňuje experimentálně pozorované závislosti než klasická SRH teorie.

Poděkování

Tento výzkum byl podpořen grantem GAČR 102/08/0260 a Výzkumným záměrem MŠMT MSM 0021630503 - Mikrosyn.

Literatura

- [1] KIRTON, M. J., UREN, M. J., *Noise in solid-state microstructures: A new perspective on individual defects, interface states and low-frequency (1/f) noise*, Advances in Physics, vol. 38, No. 4, s. 367-468, (1989)
- [2] McWHORTER, A. L., *1/f noise and germanium surface properties*, Semiconductor Surface Physics, ed. R. H. Kingston, University of Philadelphia Press, Philadelphia, s. 207-228, (1957)
- [3] HOOGE, F. N., *1/f noise is no surface effect*, Phys. Letts., vol. 29A, No. 3, s. 139-140, (1969)
- [4] PAVELKA, J., ŠIKULA, J., TACANO, M., TOITA, M., *Charakteristiky RTS šumu v tranzistorech MOSFET*, Slaboproudý obzor, roč. 64, č. 3-4, s. 5-9, (2008)
- [5] CELIK-BUTLER, Z., AMARASINGHE, N. V., *Random telegraph signals in deep sub-micron metal-oxide-semiconductor field-effect transistors*, Noise and fluctuations control in electronic devices, Ed. A. A. Balandin, American Scientific Publishers, s. 187-199, (2002)
- [6] SCHULTZ, M., *Electrical characterisation of the SiO₂-Si system*, Microelectr. Engng, Vol. 40, s. 113-130, (1998)
- [7] ŠIKULA, J., PAVELKA, J., SEDLÁKOVÁ, V., TACANO, M., HASHIGUCHI, S., TOITA, M., *RTS in submicron MOSFETs and quantum dots*, Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering, vol. 5472, Noise and Information in Nanoelectronics, Sensors, and Standards II, s. 64-73, (2004)
- [8] FU, H., SAH, C., *Theory and experiments on surface 1/f noise*, Trans. Electron Devices, vol. ED-19, No. 2, s. 273-285, (1972)

Doc. Mgr. Jan Pavelka, CSc., Ph.D., prof. RNDr. Ing. Josef Šikula, DrSc.

Ústav fyziky, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení technické v Brně, Technická 8, 61600 Brno, tel./fax: +420 54114 3398, e-mail: pavelka@feec.vutbr.cz

Prof. Munecazu Tacano, Ph.D., Meisei University, 2-1-1 Hodokubo, Hino, Tokyo, 191-8506 Japan

Masato Toita, Ph.D., Asahi Kasei Electronics, 5-4960 Nakagawara, Nobeoka, Miyazaki, 882-0031 Japan

Measurements and Theoretical Approximations of VA Characteristics MOSFETs

Experiments were carried out for n-channel CMOS technology. Electron concentration in the channel decreases linearly from the source to the drain contact. Diffusion current component is independent on the x-coordinate and it is equal to the drift current component for the low electric field. Lateral component of the electric field intensity is inhomogeneous in the channel and it has a minimum value near the source contact and increases with the distance from the source to the drain. It reaches maximum value near the drain electrode.

Keywords: VA characteristic, MOSFET, electron density, diffusion current, drift current

1. INTRODUCTION

Over the past decades, the MOSFET has been continually scaled down in size; typical MOSFET channel lengths were once several micrometers, but modern integrated circuits are incorporating MOSFETs with channel lengths of about a tenth of nanometers. Difficulties arising due to MOSFET scaling are e.g. subthreshold leakage, interconnect capacitance and heat production. The smaller FET is also noisier, which results in weaker signal and worse signal to noise (S/N) ratio. In submicron technology also the gate oxide thickness decreases and the high channel doping results in high transversal electric field. This paper presents a simple model explaining the experimentally observed VA characteristics of MOSFETs.

2. WORK PROGRESS

2.1. Model

Basic model for the charge carrier transport in MOSFETs in the subthreshold region was given in [1]. It was based on the assumption that the drain current is dominated by diffusion. We will give a simple model explaining the experimentally observed VA characteristics of MOSFETs which is based on these approximations [1]:

1. Electron mobility does not depend on lateral electric field. In proposed model the drain voltage is so low that electric field is lower than the critical one $E_{cr} = 0.7$ MV/m.
2. One dimensional model can be applied to cover the main features of the charge carrier transport.
3. Electron concentration in given point x in the channel is given by

$$n(x) = n_0 \exp[-\beta U(x)], \quad (1)$$

where n_0 is electron concentration at source for $x = 0$, β is constant and $U(x)$ is voltage in given point x in the channel. Electron concentration has its maximum value at source where for $x = 0$ we have $n(0) = n_0$. Electron concentration decreases with increasing distance from the source and minimum value of the electron concentration is the near drain for $x = L$, where L is the channel length. We have

$$n(L) = n_0 \exp[-\beta U_d]. \quad (2)$$

The drop of electron concentration $n(x)$ depends on the electric field $dU(x)/dx$ distribution. We will start to derive these dependencies. Here are two variables: electron concentration $n(x)$ and its gradient $\nabla n(x)$ then drift and diffusion current components must be considered.

4. We will derive the relation between electron concentration $n(x)$ in given channel point x and total drain current I_d or drain voltage U_d . Due to that the total drain current has two components: drift one and diffusion one, we will start our derivation determining the relation between drift and diffusion current densities.
5. The generation and recombination of charge carriers in the channel is so low that we can consider for the total current density and its diffusion and drift components that $\text{div} \mathbf{J} = 0$, $\text{div} \mathbf{J}_{\text{dif}} = 0$, and $\text{div} \mathbf{J}_{\text{drift}} = 0$.

2.2 Relations between drift and diffusion current densities

We will derive the relation between drift and diffusion current densities on the assumption that the electron concentration in given point x in the channel is described by (1). We suppose that in whole channel volume the parameter β is constant. For n-channel device the total current density $J(x)$ is given by

$$J(x) = J_{\text{drift}} + J_{\text{dif}} = e\mu_n n(x)E(x) + eD_n \nabla n(x). \quad (3)$$

Using previous expressions we have for the relation between drift and diffusion current densities

$$J_{\text{drift}} / J_{\text{dif}} = \mu_n / (\beta D_n). \quad (4)$$

The relation between drift and diffusion current densities is constant in whole channel. In one dimensional case the relation between drift and diffusion current densities does not depend on the coordinate x . In special case for $\beta = \beta_0 = e/kT$ and using Einstein relation between electron mobility μ_n and diffusion constant D_n , that $\mu_n = \beta_0 D_n$, we have $J_{\text{drift}} / J_{\text{dif}} = 1$.

2.3. Electron density and drain current

The total drain current is the most important MOSFET parameter. It may be obtained by integrating the total current density $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ (4) over the cross-sectional area A of the channel

$$I_d = \int_A \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{S}, \quad (5)$$

where $d\mathbf{S}$ is elementary surface of the channel cross-section. From current continuity it follows that the value of total drain current is constant in the whole channel. Total drain current density in one dimensional case using (3 and 4) is given by

$$J = -e\mu_n \gamma n(x) dU(x) / dx, \quad (6)$$

where $\gamma = 1 + \mu_n / (\beta D_n)$ and then we have for drain current

$$I_d = G_0 \gamma L \exp[-\beta U(x)] dU(x) / dx, \quad (7)$$

where G_0 is channel conductance given by

$$G_0 = (Ae\mu_n n_0) / L. \quad (8)$$

Lateral component of the electric field is inhomogeneous in the channel and it has a minimum value near the source contact and reaches its maximum value at drain for $x = L$. Electron concentration in the channel decreases in the first approximation linearly from the source to the drain contact [2]. Diffusion current component is independent on the x -coordinate and it is equal to the drift current component for the low electric field. Drain current I_d as a function of drain voltage U_d can be expressed by following equation

$$I_d = I_{d0} (1 - \exp[-\beta U_d]) + G U_d. \quad (9)$$

Our experiments were performed on standard n-channel MOSFETs. The VA characteristics measured for the sample IRF3205 for the fixed gate voltage $U_g = 3$ V for different temperatures (300 K, 260 K, and 220 K) are shown in Fig. 1. The fit of measured characteristics was done according to (9), and we can see very good agreement between the experimental results and the theoretical plot.

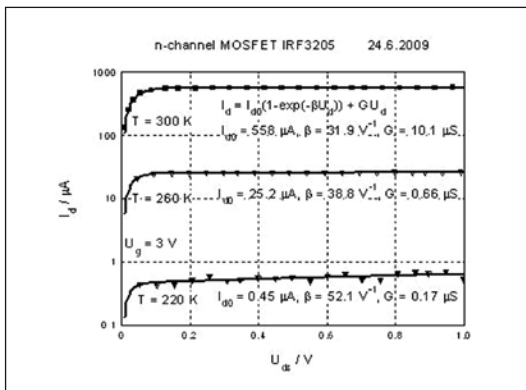


Fig. 1 Drain current vs. drain voltage for n-channel MOSFET sample IRF3205 at constant gate voltage $U_g = 3$ V and different temperatures $T = 300, 260$ and 220 K

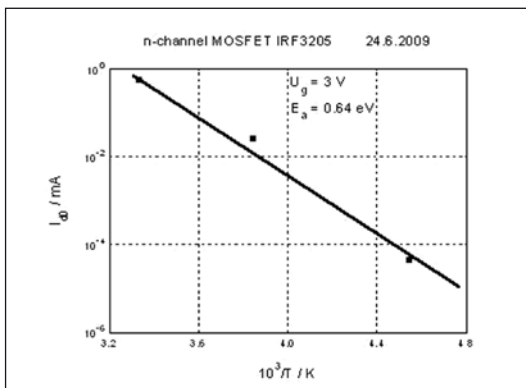


Fig. 2 The dependence of saturation current I_{d0} on the inverse temperature for the n-channel MOSFET sample IRF3205 at constant gate voltage $U_g = 3$ V

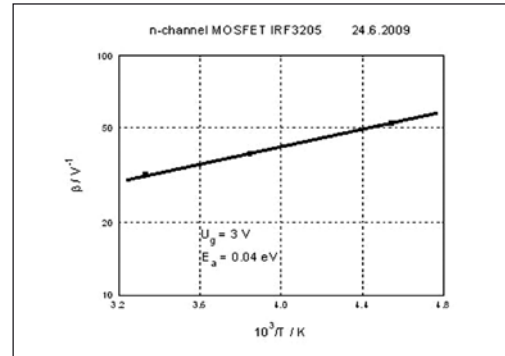


Fig. 3 The dependence of parameter β on the inverse temperature for the n-channel MOSFET sample IRF3205 at constant gate voltage $U_g = 3$ V

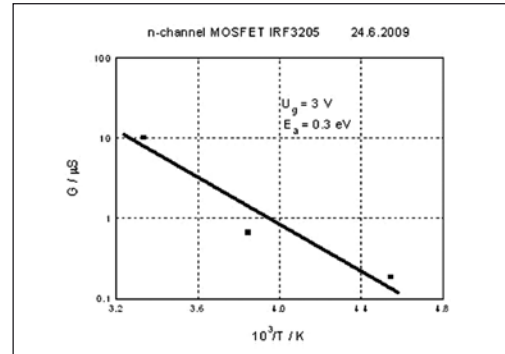


Fig. 4 The dependence of conductance G on the inverse temperature for the n-channel MOSFET sample IRF3205 at constant gate voltage $U_g = 3$ V

The dependence of parameters I_{d0} and β on the inverse temperature is shown in Figs. 2 and 3. According to the theoretical expectation parameter β is proportional to the inverse temperature, while saturation current I_{d0} is inversely proportional to $1/T$.

3. CONCLUSIONS

We give a model explaining the experimentally measured VA characteristics dependence on the lateral electric field. Electron concentration in the channel decreases in the first approximation linearly from the source to the drain contact. Diffusion current component is independent on the x -coordinate and it is equal to the drift current component for the low electric field. Lateral component of the electric field is inhomogeneous in the channel and it has a minimum value near the source contact.

Acknowledgments

This research has been supported by the Grant Agency of the Czech Republic within the framework of the projects GACR 102/09/H074 and GACR 102/09/1920, and the Czech Ministry of Education in the frame of MSM 0021630503 Research Intention MIKROSYN.

References

- [1] SZE S. M., KWOK K. NG. Physics of semiconductor devices – third edition. Wiley&Sons, 2007, p. 314.
- [2] SIKULA J., SEDLAKOVA V., CHVATAL M., PAVELKA J., TACANOM., TOITAM. RTS in Submicron MOSFETs: Lateral Field Effect and Trap Position. In *Noise and Fluctuations*. Pisa (Italy): ICNF, 2009, str. 205 – 208. ISBN 978-0-7354-0665-0.

Ing. Miloš Chvátal, tel.: 541 143 389, e-mail: xchvat03@stud.feec.vutbr.cz,
 Ing. Vlasta Sedláková, Ph.D., tel.: 541 143 389, mail: sedlaka@feec.vutbr.cz
 Prof. RNDr. Ing. Josef Šikula, DrSc., tel.: 541 143 328, mail: sikula@feec.vutbr.cz
 Ing. Alexandr Knápek, tel.: 541 143 257, mail: xknape03@stud.feec.vutbr.cz
 Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav fyziky, Technická 8, 616 00 Brno

Měření emise z povrchu solárních článků pro potvrzení přítomnosti mikroplazmatických defektů v struktuře PN přechodu

Příspěvek se zabývá vlastnostmi solárních článků - velkoplošných PN přechodů. Je-li přechod polarizován závěrně a oblast přechodu obsahuje lokální defekty, může v těchto oblastech dojít ke vzniku lokálních lavinových průrazů. Ty se objevují obvykle při dostatečně velkých závěrných napětích, ale nižších, než je napětí nutné pro lavinový výboj v celé nedefektní oblasti přechodu. Tyto výboje, které odpovídají vedení proudu oblastí mikroplazmatu v PN přechodu, jsou zpravidla doprovázeny emisí světelného záření, které nese informaci o procesech probíhajících v dané oblasti. V bistabilním stavu mikroplazmatu dochází k emisí v časových úsecích sepnutí vodivého kanálu defektní oblasti, při závěrném napětí PN přechodu vyšším dochází k trvalé emisí. Pokud je zkoumán velkoplošný PN přechod, ve kterém je možno pozorovat více defektních oblastí, nalézáme oblast napětí aktivace bistabilních oblastí mikroplazmatu, která je na své spodní hranici definována nejnižším napětím, aktivujícího napětíové první mikroplazmatický výboj na své horní hranici je oddělena napětím, při kterém jsou již veškeré defektní oblasti trvale sepnuty. Následující příspěvek se zaměřuje na měření korelace napětí PN přechodu a jednotlivých defektních oblastí, zobrazených metodou měření emise povrchu solárních článků.

Klíčová slova: Solární článek, PN přechod, lavinový průraz, emise záření

1. ÚVOD

Emise záření z defektních oblastí solárního článku je velmi slabá a pouhým okem obtížně pozorovatelná [1]. I při dostatečném snížení okolního osvětlení lze emisí spatřit až v okamžiku blízkém lavinovému průrazu celého PN přechodu, tudíž dochází k výraznému přetěžování a následnému poškození přechodu teplem [2]. Je tedy nutné použít dostatečně citlivý snímací element. Snímáním povrchu přechodu po bodech lze získat dvojrozměrný obraz emise [3]. Metodou měření šumového napětí závěrně polarizovaného přechodu s proměnnou hodnotou napájecího napětí lze získat představu o napětíových polohách majoritních defektů [4]. Při sejmutí obrazu emise před a po bistabilní oblasti defektu (špička na grafu závislosti závěrného napětí a šumového napětí) je zkoumáno, zda je patrná diference mezi těmito dvěma obrazy emisí odpovídající nově aktivní emisní oblasti

2. REALIZACE

Jak již bylo zmíněno, pro dané měření nelze použít snímací prvek s nízkou citlivostí na vstupní záření. Z těchto důvodů bylo za nejvýhodnější možnost zvoleno použití fotonásobiče. Jeho hlavní výhodou je vysoká citlivost (už několik fotonů může být zachyceno). Naopak nevýhodné je jeho použití v nutnosti nastavit vstup do konkrétního bodu nad povrchem článku. Vstupní otvor je většinou tvořen trubici o průměru několik cm², což je pro měření oblasti o ploše několik desetin mm² nevhodující. Je nutné použít zúžené vstupní okénko. Obraz celého povrchu není sejmut najednou, musí být nastavována pozice bod po bodu, což značně prodlužuje čas měření.

Vstup fotonásobiče je přizpůsoben pro připojení optického vlákna. Druhým koncem je pohybováno nad povrchem článku. Důležité je zvolit vlákno s nízkým útlumem a s co nejvíce plochou charakteristikou, aby nedocházelo k ovlivňování výsledků měření.

Pohyb nad povrchem článku (nastavování pozice vlákna) v osách X a Y realizuje analogový souřadnicový zapisovač. Pro nastavování pozice analogovým souřadnicovým zapisovačem je nutné použít převodník D/A při řízení měření pomocí PC. Protože výstup z fotonásobiče je také analogová veličina a je třeba ji převést do číslicové podoby, je nutné použít kombinovaný převodník A/D i D/A. Na převodník je především kladen nárok na nízký kvanto-

vací šum. Kvantovaný signál se svým průběhem liší od původního vinou vzniku kvantovacího šumu. Kvantovací šum má většinou pilovitý průběh.

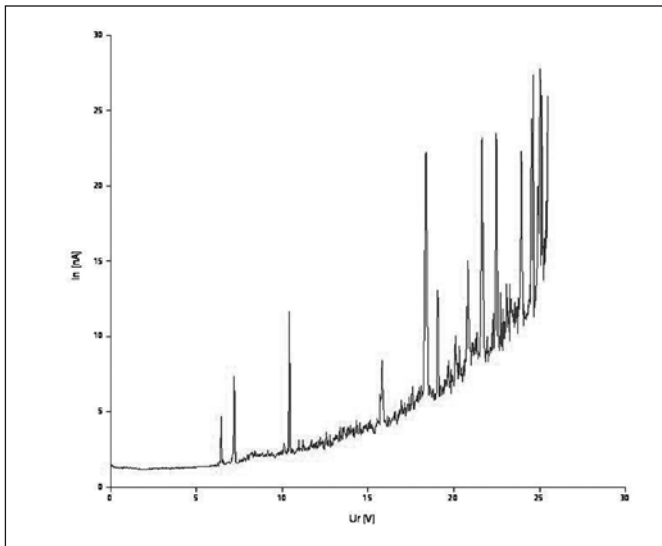
Měřený článek je tedy umístěn do souřadnicového zapisovače, který má připevněn na své pohyblivé rameno vstup optického vlákna. Na článek je přivedeno závěrné napětí ze stejnosměrného zdroje 0 až 50 V řízeného po sběrnici RS488 (IEEE 488 nebo GPIB). Povrch článku je nutno chladit z důvodu odvodu ztrátového tepla, to je prováděno ventilátorem. Je zřejmé, že pro měření velmi nízké intenzity záření, jako je záření z lokálních oblastí povrchu solárních článků, je nutné velmi dobré optické odstínění měřicího pracoviště od okolního prostředí pro zabránění průniku okolních zdrojů záření.

Opticky odděleně je umístěn umělý zdroj záření reprezentovaný žárovkou pro případy, kdy je nutné předem měřit skutečnou pozici solárního článku a jeho tvar. Povrch solárního článku na rozdíl od okolní plochy absorbuje dopadající záření ze žárovky, nad povrchem je tedy intenzita záření vstupujícího do optického vlákna nízká. Informaci o poloze článku lze využít pro přesnou definici oblasti měření. Optické vlákno je vedeno do trubice fotonásobiče, ta je umístěna v tepelně odděleném prostoru, kde dochází k chlazení trubice fotonásobiče z důvodu snížení tepelného šumu, který je velmi významný, pokud by nebyl snížen o několik řádů, zcela by zamaskoval užitečný signál.

3. VÝSLEDKY REALIZACE

Pro tento experiment byl použit vzorek, který má dostatečný počet defektních oblastí. Byly zachyceny snímky emise z povrchu pro 20 různých hodnot závěrných napětí se zvyšující tendencí, u každého byl pozorován přírůstek počtu bodů oproti předchozím. Dále bylo u tohoto vzorku provedeno měření efektivní hodnoty šumového proudu také v závislosti na závěrném napětí. Na změřené charakteristice (obr. 1) jsou vyznačeny špičky, ověřením bylo zjištěno, že tyto špičky odpovídají bistabilním oblastem mikroplazmatu. Jsou očíslovány vzestupně do hodnoty závěrného napětí 23 V.

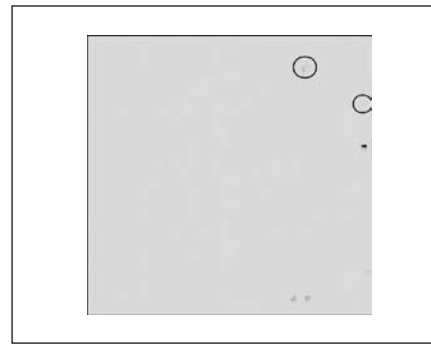
V dalším textu bude ukázán vztah mezi špičkami na charakteristice efektivní hodnoty šumového proudu a body na snímcích emise.



Obr. 1 Závislost efektivní hodnoty šumového proudu na závěrném napětí

Snímek emise na *obrázku 2* evidentně neobsahuje žádný bod, tomu odpovídá i absence významné špičky šumového proudu do napětí 5,833 V. Při zvýšení napětí na 6,791 V (*obrázek 3*) se jeden bod objevuje, jedná se o bod označený pořadovým číslem 1. Druhý bod (*obrázek 4*) se objevuje v intervalu napětí 6,791 V a 7,764 V, což odpovídá v šumové charakteristice špičce s pořadím 2. V intervalu 10,670 V a 11,641 V lze nalézt další nový bod, v pořadí 3. Tomuto bodu odpovídá špička s pořadovým číslem 4. Další bod se nalézá v intervalu napětí 14,494 V a 16,464 V – špička číslo 4. Výskyt dvou nových emitujících bodů je zaznamenán mezi 18,361 V a 19,297 V (*obrázek 5*), v šumové charakteristice tomu odpovídá dvojice špiček 5 a 6. Následně přibývají další izolované oblasti, v šumové charakteristice odpovídají špičkám s pořadovými čísly 7 až 14. Měření bylo provedeno do závěrného napětí 25 V, od hodnoty 23 V však přibývá příliš velké množství bodů a nelze přesně určit jejich počet ani v šumové charakteristice, je proto uvažováno pouze do 23 V závěrného napětí.

Tímto způsobem byl ke každé špičce závislosti efektivní hodnoty šumového proudu přiřazen právě jeden emitující bod odpovídající oblasti mikroplazmatu, která byla ověřena dle tvaru šumu v časové oblasti. Emise je tvořena tedy výhradně lokálními oblastmi vykazujícími vedení proudu v mikroplazmatu.



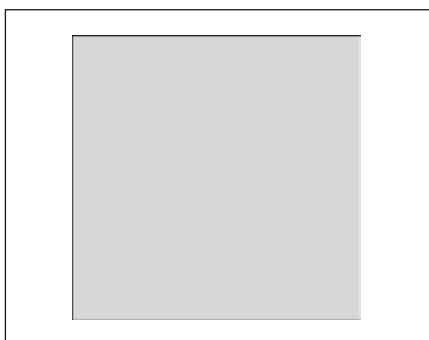
Obr. 5 18,473 V

4. ZÁVĚR

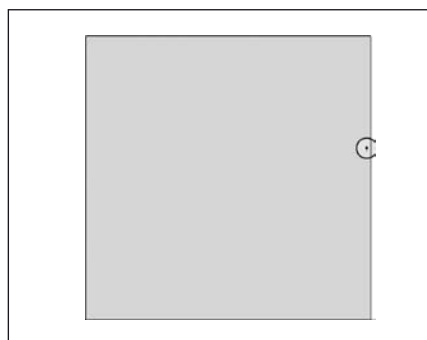
Byla zkoumána vlastnost přítomnosti lokálních defektů u velkoplošných PN přechodů (solárních článků), kdy v závěrném stavu je možno sledovat vznik lokálních lavinových výbojů. Byl zkoumán vztah mezi významnými špičkami v charakteristice závislosti efektivní hodnoty šumového proudu na závěrném napětí a konkrétními emitujícími body u vzorku solárního článku. Měřením v časové oblasti bylo prokázáno, že špičky ve zmíněné charakteristice odpovídají bistabilním oblastem mikroplazmatu. Pro 20 různých hodnot napětí byla měřena emise z povrchu solárního článku a označeny nově aktivované body. Těmto bodům lze přiřadit jednotlivé špičky v charakteristice efektivní hodnoty šumového proudu na závěrném napětí, je tedy možno konstatovat, že důvodem vzniku emise záření z povrchu solárního článku je vedení proudu mikroplazmatem.

Literatura

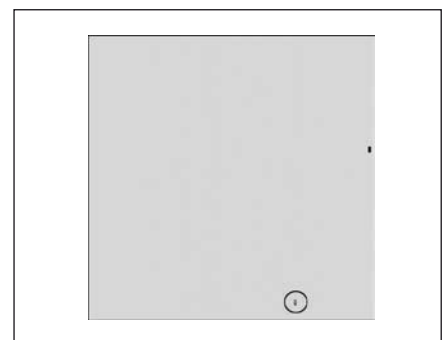
- [1] CHYNOWETH, A.G., MCKAY, K.G. Photon Emission from Avalanche Breakdown in Silicon, *Phys. Rev.*, Vol. 102, No. 2, p. 369-376, 1956.
- [2] KOKTAVÝ, P., ŠIKULA, J. Reverse Biased P-N Junction Noise in GaAsP Diodes with Avalanche Breakdown Induced Microplasmas. *Fluctuation and Noise Letters*, Vol. 2, No 2, p. L65 - L70, 2002.
- [3] The University of New Wales. Future Students - What are Photovoltaic Devices [online]. 2007, 29. 3. 2007 [cit. 2007-11-25]. Dostupný z WWW: < <http://www.pv.unsw.edu.au/future-students/pv-devices/how-they-work.asp>>.
- [4] CHYNOWETH, A.G., MCKAY, K.G. Light Emission and Noise Studies of Individual Microplasmas in Silicon. *J. Appl. Phys.* Vol. 30, pp. 1811–1813, 1959.



Obr. 2 5,833 V



Obr. 3 6,791 V



Obr. 4 7,764 V

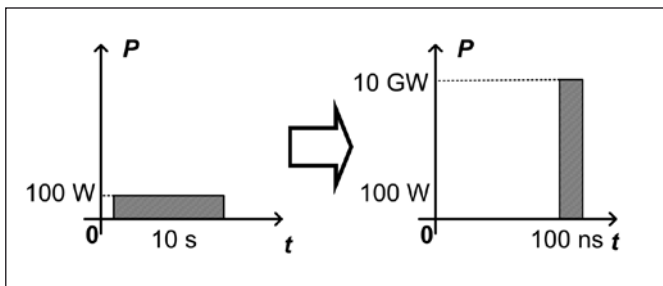
Optické metody měření elektrických veličin v pulsně výkonových aplikacích

V příspěvku jsou prezentovány principy optických metod, které mohou být s výhodami využity pro měření základních elektrických veličin, jimiž jsou uvažovány impulsy elektrického napětí a elektrického proudu dosahující vysokých hodnot. Popisované optické metody využívají princip interakce mezi elektrickým, respektive magnetickým polem a mechanismem šíření světelné vlny v transparentních materiálech. Princip elektro-optického jevu je stručně popsán za použití tenzorového počtu a jeho vliv na polarizační stav vlny je analyzován za pomoci Jonesova počtu. Magneto-optický jev je popsán za pomoci superpozice ortogonálních kruhově polarizovaných vln v aktivním optickém prostředí a jejich vzájemného fázového posuvu. Pro vyhodnocení polarizačního stavu světelné vlny je popsána metoda duální ortogonální polarimetrie převádějící polarizační modulaci na intenzitní. Její výhody při potlačení souhlasného rušení indukovaného do detekčních kanálů jsou ukázány na demonstračním experimentu.

Klíčová slova: Elektro-optický jev, magneto-optický jev, lineární dvojlom, kruhový dvojlom, polarimetrie, pulsně výkonové systémy, Jonesův počet

1. Úvod

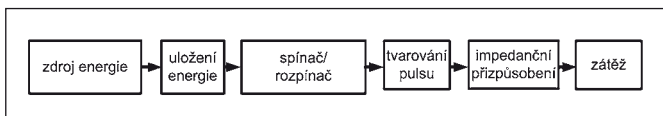
Výzkum, vývoj a aplikace pulsních výkonových generátorů je perspektivní oblastí přinášející nové možnosti do mnoha technických a vědních oborů. Principem generátorů je akumulace elektrické energie dodávané s relativně malým výkonem po dlouhý časový interval a její následné uvolnění za velmi krátký časový okamžik s velmi vysokým výkonem, viz obr. 1.



Obr. 1 Princip generace elektrického výkonu v pulsně výkonových zdrojích

Energie může být akumulována také ve formě kinetické nebo prostřednictvím chemických vazeb ve výbušninách. V případě akumulace elektrické energie je voleno kapacitní nebo induktivní způsob uložení. Principiální blokové schéma pulsního výkonového generátoru ukazuje obr. 2.

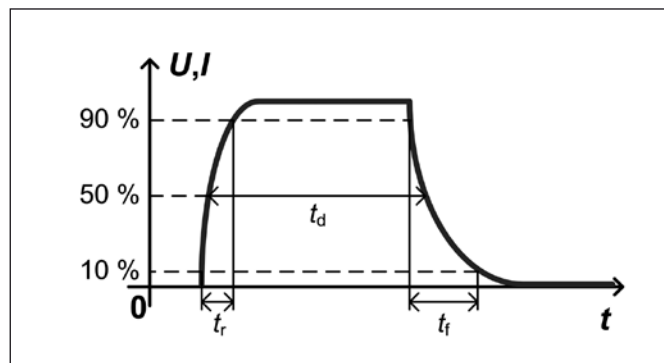
Blok primárního zdroje energie slouží k dodání energie do bloku uložení energie. Energie je dodávána s relativně nízkým výkonem po dlouhý časový interval. Následuje blok spínače/rozpínače. Spínač je používán při kapacitním způsobu uložení, kdy je výstupem



Obr. 2 Blokové schéma pulsního výkonového generátoru

proudový impuls vysoké úrovně. Rozpínač je používán při uložení induktivním, kdy je výstupem impuls vysokého napětí. Blok tvarování impulsu slouží k vytvoření impulsu definovaného tvaru, respektive slouží ke zkrácení nástupné a sestupné hrany impulsu. Pro tvarování impulsu se obvykle používá přenosové vedení přizpůsobené zátěži. Pro tvarování hran impulsu je používáno principu magnetické komprese elektrického impulsu v časové oblasti za pomoci satureovaných induktorů. Blok tvarování impulsu následuje blok impedančního přizpůsobení, který zabraňuje odrazům vlny a zajišťuje, aby bylo do zátěže dodáno maximum výkonu. Pokud se na místě tvarování impulsu použije tvarovací přenosové vedení, zajišťuje obvykle i impedanční přizpůsobení zátěže. Zátěž je obvykle navržena odporového charakteru s dostatečným výkonovým a napěťovým dimenzováním.

Pulsní výkonové generátory jsou v současnosti používány např. ve fyzice plazmatu jako zdroje pro vytvoření velmi hustého plazmatu s výhledem aplikací při inerciální jaderné fúzi a jako zdroje intenzivního rentgenového záření. Dalšími oblastmi použití jsou zdroje pro urychlovače částic, biologické aplikace při intracelulárním transportu genetické informace, dekontaminace vody, průmyslové zpracování biomasy a stavebních materiálů, povrchová



Obr. 3 Význam časových parametrů generovaného impulsu

úprava materiálů, materiálové inženýrství a mnoho dalších. Současné nejvýkonnější generátory umožňují dodat do zátěže energií až 100 MJ, výkon až 100 TW a impuls proudu se špičkovou hodnotou až $I = 100$ MA nebo impuls napětí se špičkovou hodnotou až $U_p = 50$ MV [1]. Doba trvání t_d jednorázových nebo periodicky se opakujících impulsů je od desítek nanosekund do jednotek mikrosekund. Doby trvání náběžné hrany t_r nebo sestupné hrany t_f je od stovek pikosekund do stovek nanosekund, viz. obr. 3.

Pro účely vývoje pulsních generátorů a jejich aplikací je nutno disponovat vhodnými metodami pro měření základních elektrických veličin, které jsou v nich sledovány. Jsou jimi elektrické napětí a proud. Jejich časové průběhy a zároveň zjištěné hodnoty dávají představu o časovém průběhu a velikosti elektrického výkonu aplikovaném na zátěž.

Pro měření napětí je možno využít vysokonapěťových děličů v rezistorovém, kapacitním nebo induktivním provedení. Rezistorový dělič má výhodu v reálném charakteru prvků a kmitočtově nezávislém vztahu vstupního a výstupního napětí. Vzhledem ke skutečnosti, že na děliči při impulsu vzniká vysoký reálný výkon, je nutno jej konstruovat s dostatečným výkonovým dimenzováním a s ohledem na zamezení vysokonapěťových přeskoků. Problém představuje dále vlastní indukčnost použitého rezistoru na výstupu děliče, která může omezit použitelnost na vysokých kmitočtech. Z těchto důvodů se v technice vysokých napětí a impulsních výkonů používá často děličů reaktančních, zejména kapacitních, které při stejnosměrném napětí navíc neodebírají výkon.

Pro měření proudů je přímočarým řešením aplikace sériového rezistoru, na němž se snímá napětí přímo úměrné proudu. Bývá konstruován jako válec z kovové fólie. Snímací vývody a přenosové vedení je zavedeno dovnitř válce, aby bylo mimo dosah indukovaného magnetického pole. Druhou možností je použití indukčních senzorů snímajících magnetické pole, které je úměrné měřenému proudu. Nejčastěji je užíváno Rogowského cívky [2], instalované na vodiči. Její výhodou je nezávislost výstupního napětí na poloze vodiče a značná imunita proti vlivu magnetických polí indukovaných zvětškou. Nevýhodou je nutnost integrace výstupního napětí, které je úměrné časové derivaci proudu, a možný vznik oscilací na rezonančních kmitočtech. Při měření impulsů s velmi strmými hranami je nutno cívku považovat za obvod s rozprostřenými parametry [1], což dále komplikuje její použití.

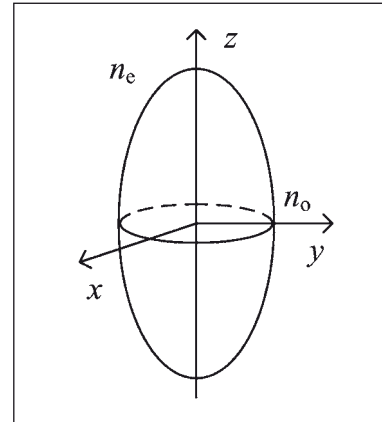
Vzhledem k extrémním parametrům, které veličiny dosahují, je zřejmé, že použití klasických metod je někdy velmi problematické. S výhodami lze pak aplikovat optické měřicí metody, které řeší některé z nedostatků metod klasických. Elektrické napětí je možné měřit prostřednictvím spojeného elektrického pole. Intenzita elektrického pole může být kvantifikována prostřednictvím elektro-optického jevu. Měření proudu lze realizovat stejně jako v případě indukčních senzorů prostřednictvím spojeného magnetického pole. Pro měření intenzity magnetického pole, resp. magnetické indukce, lze využít magneto-optického jevu.

2. Elektro-optické senzory

Elektro-optické jevy jsou vlastní vybraným krystalům i amorfním látkám. K nejvýznamnějším jevům počítáme lineární elektro-optický jev (Pockelsův jev) a kvadratický elektro-optický jev (Kerrův jev) [3]. Tyto jevy se obecně vyskytují současně. Přičemž pro krystalické látky je dominantní lineární Pockelsův jev a kvadratický Kerrův jev je výrazný především u látek amorfních (organické kapaliny). Pro využití v senzorové technice je důležitý Pockelsův jev kvůli své linearitě. Následující popis se proto týká jevu Pockelsova.

Základem Pockelsova jevu je elektrickým polem indukovaná anizotropie v látce. Pro popis vlivu elektro-optického jevu je využíváno představy, že světelná vlna je superpozicí dvou vln s navzájem kolmými polarizacemi elektrické složky \mathbf{E} . Pokud světelná vlna prochází prostředím, které pro každou z jejích složek vykazuje jinou hodnotu indexu lomu n (anizotropní prostředí), budou se složky šířit různými rychlostmi. Dochází k fázovému posuvu složek a ke změně výsledné polarizace vlny.

Velikost indexu lomu v závislosti na orientaci směru šíření a roviny polarizace světelné vlny vyjadřujeme pomocí tzv. indexu elipsoidu [3]. Příklad znázornění index elipsoidu pro jednoosý krystal je na obr. 4.



Obr. 4 Index elipsoidu jednoosého krystalu

Pokud se v krystalu šíří vlna podél osy symetrie (zde osa z), index lomu prostředí nezávisí na orientaci roviny polarizace vlny a prostředí vykazuje index lomu n_o . Pokud se vlna šíří ve směru osy x , vykazuje prostředí index lomu n_o . V případě, kdy rovina polarizace je rovnoběžná s osou y . Pokud je rovina polarizace rovnoběžná s osou z , vykazuje prostředí index lomu n_e . Pro obecnou polohu roviny polarizace vykazuje prostředí hodnotu indexu lomu mezi n_o a n_e , ležící na kuželosečce v rovině yz .

Tvar indexu elipsoidu je pro obecně anizotropní prostředí a obecnou pravouhlo soustavu souřadnic vyjádřen vztahem

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1. \quad (1)$$

Pokud je krystal vystaven vlivu elektrického pole $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$, krystalografické uspořádání atomů se změní a dochází k modifikaci indexu elipsoidu. Obecně je každý člen levé strany rovnice (1) posměněn o přírůstek

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j, \quad (2)$$

kde $i=1,2,3,4,5,6$, $E_1 = E_x$, $E_2 = E_y$, $E_3 = E_z$, a r_{ij} jsou koeficienty elektro-optického tenzoru. Přírůstky členů indexu elipsoidu pak lze vyjádřit maticovou rovnicí

$$\begin{pmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}. \quad (3)$$



O projektu:

Projekt IET1 je zaměřen na vytvoření systému pro zvýšení motivace žáků základních a středních škol ke vzdělávání se v elektrotechnických oborech a dále na zlepšení podmínek pro výuku elektrotechniky a fyziky včetně podpory využití ICT ve výuce v Jihomoravském kraji.



Aktivity projektu:

- výuka žáků základních a studentů středních škol ve „vzdálené laboratoři elektrotechniky“ na Fakultě elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně,
- vytvoření elektrotechnických výukových pracovišť na 25 středních školách v JMK (z toho 17 gymnázií a 9 středních odborných škol),
- odborné přednášky v oboru elektrotechniky a komunikačních technologií pro pedagogy středních škol,
- workshopy k využívání ICT ve výuce pro pedagogy základních a středních škol, vytvoření a distribuce Metodické příručky pro efektivní využívání ICT ve výuce na základních a středních školách,
- zapojení talentovaných studentů SŠ do řešení projektů zadaných průmyslovými podniky, podpora informovanosti kariérních poradců, rodičů a žáků o možnostech studia v elektrotechnickém oboru – na veletrhu pracovních a studijních příležitostí Gaudeamus a Dni otevřených dveří Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně.

Výstupy projektu:

- Celkem bude podpořeno 4112 žáků ZŠ a studentů SŠ, dále 193 pedagogů ZŠ a SŠ a bude vytvořeno celkem 9 nových modulů pro využití ve výuce pro ZŠ a SŠ.

Více informací najdete na stránkách projektu - www.ietbrno.eu



INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

Tento projekt je spolufinancován Evropským sociálním fondem a státním rozpočtem České republiky.



O projektu:

Cílem projektu IET2 je vytvoření systému vzdělávání lidských zdrojů, který reflektuje požadavky průmyslových podniků na profil přijímaného zaměstnance. Vytvořením studentských řešitelských týmů pracujících na projektech zadávaných průmyslovými podniky, zajištěním studentských stáží v podnicích, inovací stávajících a zavedením nových studijních programů zaměřených na oblast numerických výpočtů se snažíme dosáhnout lepšího uplatnění absolventů Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně na trhu práce. Projekt také podporuje zahraniční spolupráci se vzdělávacími a vědeckými institucemi v daném oboru.



Aktivita projektu:

- vytvoření nového studijního předmětu BMEM - Počítačové modelování elektrotechnických zařízení a komponentů a jeho zařazení do studijních plánů bakalářského programu Elektrotechnika, elektronika, komunikační a řídicí technika,
- inovace obsahu studijního předmětu MEM – Modelování elektromagnetických polí v magisterském programu Elektrotechnika, elektronika, komunikační a řídicí technika,
- zvyšování odborných kompetencí akademických pracovníků v oblasti numerického modelování, odborné angličtiny a měkkých dovedností v oblasti projektového řízení a komunikace výsledků výzkumu a vývoje směrem k veřejnosti a průmyslovým podnikům,
- zapojení talentovaných VŠ studentů do řešení projektů zadaných průmyslovými podniky včetně stáží v partnerských průmyslových podnicích,
- zapojení Institutu experimentálních technologií do mezinárodní spolupráce – mezinárodní workshop a konference.

Výstupy projektu:

- Celkem bude podpořeno 195 akademických pracovníků a 265 VŠ studentů, bude vyřešeno 9 průmyslových projektů a vytvořeny nebo inovovány 2 předměty Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně.

Více informací najdete na stránkách projektu - www.ietbrno.eu



INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

Tento projekt je spolufinancován Evropským sociálním fondem a státním rozpočtem České republiky.

Z rovnice (3) je patrná lineární závislost koeficientů indexu elipsoidu na elektrickém poli. Předpokládejme použití krystalu BSO ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) s elektro-optickou tenzorovou maticí

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Pokud zvolíme osy souřadného systému identické s krystalografickými osami, budou křížové členy 4, 5 a 6 v rovnici (1) nulové. Při působení elektrického pole dojde k deformaci indexu elipsoidu a jeho hlavní osy přestanou být totožné s osami krystalografickými. Následným přičtením přírůstků (2), představujících vliv elektrického pole, obdržíme vztah

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2r_{41}E_x yz + 2r_{41}E_y xz + 2r_{41}E_z xy = 1. \quad (5)$$

Při působení pole, které má složku pouze ve směru osy z , se v případě jednoosého krystalu vztah (5) zjednoduší

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41}E_z xy = 1, \quad (6)$$

kde n_o je index lomu paprsku šířícího se rovnoběžně s osou kolmou na rovinu xy a n_e je index lomu paprsku s polarizací rovnoběžnou s osou z . Kvůli deformaci indexu elipsoidu způsobené elektrickým polem došlo ke vzniku neshody mezi krystalografickými osami a osami elipsoidu. Po provedení transformace [4] lze nalézt nové osy x' , y' a z' . Transformovaný vztah nabude tvaru

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{41}E_z\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{41}E_z\right)y'^2 + \frac{z'^2}{n_e^2} = 1. \quad (7)$$

Pro hodnoty indexu lomu $n_{x'}$ a $n_{y'}$ v osách x' a y' lze z rovnice (7) odvodit [4]

$$n_{x'} = n_0 \left(1 + \frac{1}{2} n_0^2 r_{41} E_z\right), \quad (8)$$

$$n_{y'} = n_0 \left(1 - \frac{1}{2} n_0^2 r_{41} E_z\right). \quad (9)$$

Fázový posuv složek vlny s vlnovou délkou λ_0 v elektro-optickém prostředí délky l je vyjádřen vztahem

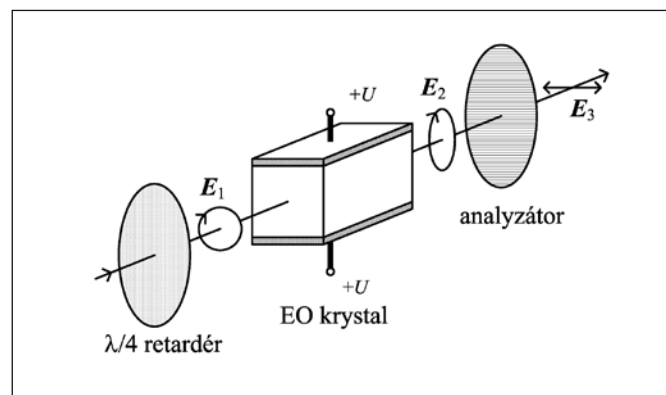
$$\Delta\phi = \frac{2\pi n_0^3 r_{41} E_z}{\lambda_0} = \frac{2\pi n_0^3 r_{41} U_z}{\lambda_0}, \quad (10)$$

kde U_z je napětí mezi elektrodami, které mohou být přiloženy na krystal.

Pokud na krystal dopadá lineárně polarizovaná světelná vlna s polarizací pod úhlem 45° vůči ose x' (resp. y'), každá ze složek vlny má vlivem působícího elektrického pole různou rychlost (různý index lomu) a dochází k jejich fázovému posuvu. Při zvětšování velikosti elektrického pole dochází ke změně lineární polarizace na eliptickou s hlavní osou shodnou s původní rovinou polarizace, dále na polarizaci kruhovou, polarizaci eliptickou s hlavní osou

kolmou k původní rovině polarizace a dále přechází v polarizaci lineární, kolmou k rovině původní polarizace. V tomto okamžiku označujeme napětí na krystalu jako půlvlnné $U_{\frac{\pi}{2}}$ (dochází k fázovému posuvu složek o $\Delta\phi = \pi$ a otočení lineární polarizace o úhel $\alpha = 90^\circ$). Půlvlnným napětím jsou elektro-optické krystaly obvykle charakterizovány. Pro běžně užívané krystaly leží hodnota půlvlnného napětí v oblasti řádu 10^2 až 10^3 V. Geometrické rozměry používaných krystalů jsou v jednotkách milimetrů i centimetrů.

Pro vyhodnocení fázového posuvu je využíváno kombinace polarizátoru a analyzátoru, mezi které je elektro-optický krystal umístěn. Toto uspořádání umožňuje intenzitní modulaci v závislosti na působícím elektrickém poli. Jako polarizátoru je použito čtvrtvlnného fázového retardéru k získání kruhové polarizace, viz obr. 5. Vlivem elektrického pole dochází k změně kruhové polarizace na polarizaci eliptickou a může být vyhodnocen i směr elektrické intenzity. Pro malé hodnoty fázového posuvu lze považovat závislost elektrické intenzity výstupní vlny na velikosti měřeného pole za lineární.



Obr. 5 Uspořádání elektro-optického intenzitního modulátoru

Pro analýzu uspořádání podle obr. 5 je možno využít Jonesova počtu. Světelná vlna s lineární polarizací na vstupu systému je popsána normalizovaným Jonesovým vektorem \mathbf{J}_0 a po průchodu $\lambda/4$ retardérem popsaným maticí $\mathbf{T}_{\lambda/4}$ bude kruhově polarizována

$$\mathbf{J}_1 = \mathbf{T}_{\lambda/4} \cdot \mathbf{J}_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{j\frac{\pi}{4}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{j\frac{\pi}{4}} \\ e^{-j\frac{\pi}{4}} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Vlna s kruhovou polarizací vstupuje do elektro-optického krystalu popsaném maticí \mathbf{T}_{EO} , kde dochází vlivem elektrického pole k fázovému posuvu Γ složek vektoru a na výstupu krystalu obdržíme vlnu popsanou vektorem \mathbf{J}_2

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_2 = \mathbf{T}_{\text{EO}} \cdot \mathbf{J}_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-j\frac{\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{j\frac{\Gamma}{2}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{j\frac{\pi}{4}} \\ e^{-j\frac{\pi}{4}} \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-j\frac{\Gamma}{2}} \cdot e^{j\frac{\pi}{4}} \\ e^{j\frac{\Gamma}{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{4}} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-j\left(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\pi}{4}\right)} \\ e^{j\left(\frac{\Gamma}{2} - \frac{\pi}{4}\right)} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (12)$$

Fázový posuv Γ je vzhledem k linearitě Pockelsova jevu přímo úměrný elektrickému napětí U přiloženému na krystal podle vztahu

$$\Gamma = \pi \frac{U}{U_{\frac{\pi}{2}}}. \quad (13)$$

Vlna z elektro-optického krystalu dále prochází analyzátozem popsaným maticí \mathbf{T}_A . Na jeho výstupu bude vlna popsána vektorem \mathbf{J}_3

$$\mathbf{J}_3 = \mathbf{T}_A \cdot \mathbf{J}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{-j\left(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\pi}{4}\right)} \\ e^{j\left(\frac{\Gamma}{2} - \frac{\pi}{4}\right)} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{j\left(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\pi}{4}\right)} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

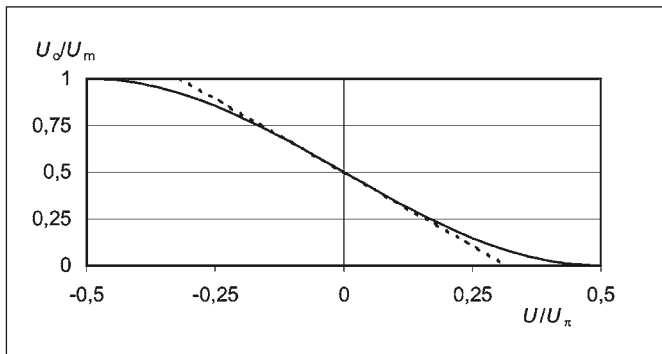
Po provedení denormalizace vektoru \mathbf{J}_3 získáme vztah pro výslednou velikost intenzity elektrického pole světelné vlny na výstupu systému $E_{2,x}$. Pokud zanedbáme útlumy na optických elementech, pak s využitím (13) obdržíme vztah

$$E_{2,x} = \frac{E_{1,x}}{\sqrt{2}} e^{j\left(\frac{\pi U}{2U_\pi} + \frac{\pi}{4}\right)}. \quad (15)$$

Napětí U_o na výstupu optického přijímače je úměrné výkonu P_o dopadající světelné vlny. Výkon světelné vlny je úměrný druhému mocnině její elektrické intenzity E . Zároveň je detekována reálná část funkce (15). Pak můžeme psát vztah pro normované výstupní napětí fotodetektoru U_o/U_m

$$\frac{U_o}{U_m} = \cos^2 \left(\frac{\pi U}{2U_\pi} + \frac{\pi}{4} \right). \quad (16)$$

Vztah (16) je graficky vyneseno na obr. 6. Při vyhodnocení jej lze považovat za lineární pro malé hodnoty poměru U/U_π . Při poměru $U/U_\pi = -0,14$ bude relativní odchylka od skutečné hodnoty $\delta_r = 1\%$.



Obr. 6 Grafické znázornění vztahu (16) a) a jeho lineární aproximace

Elektro-optický jev v krystalech je typický velmi malou setrvačností. Ta je omezena rychlostí reakce na atomární úrovni. Lze tak konstruovat modulátory s šířkou pásma stovek GHz. Tyto modulátory jsou využívány v oblasti vysokorychlostních datových spojů. Pro potřeby měření v pulsně výkonových aplikacích je šířka pásma splňována s rezervou. Obvykle maximální kmitočet měřených signálů dosahuje jednotek GHz [5]. Omezení dále klade elektronická detekční část senzoru. Citlivost elektrického senzoru lze ovlivnit volbou materiálu elektro-optického média a jeho geometrickými rozměry.

Výhodou je možnost navázání nosného optického signálu na optovláknovou přenosovou trasu. Fotodetekci signálu je možno provést ve vzdálené stíněné oblasti a potlačit tak indukci silných rušivých signálů, které jsou obvykle při spouštění pulsních generátorů přítomny [6].

3. Magneto-optické senzory

Optické metody pro měření magnetických polí a spojených elektrických proudů využívají magneto-optických jevů, mezi které řadíme Cotton-Moutonův jev, Kerrův povrchový jev a Faradayův jev. Cotton-Moutonův jev (také zvaný Voigtův jev) způsobuje

vznik lineárního dvojlomu v kapalinách při působení magnetického pole kolmého na směr šíření světla v materiálu. Tento jev obvykle doprovází jiné magneto-optické jevy, je ale slabého projevu a není vhodný pro využití v senzorových aplikacích. Při Kerrově povrchovém magneto-optickém jevu dochází ke změnám vlastností světla odráženého od povrchu magnetizovaného materiálu. Podle vzájemné polohy roviny dopadu světla a směru vektoru magnetizace vzorku rozlišujeme tři základní typy tohoto jevu [7]. Je to podélný Kerrův jev, při němž je vektor magnetizace rovnoběžný s rovinou dopadu a s rovinou odrazu, příčný Kerrův jev, při němž je vektor magnetizace kolmý na rovinu dopadu a zároveň rovnoběžný s rovinou odrazu, a polární Kerrův jev, při němž je vektor magnetizace kolmý na rovinu odrazu světla. Kerrovy jevy dosahují poměrně malého poměru změny parametrů světelné vlny k velikosti magnetizace a jsou nelineárního charakteru [8]. Pro senzorové aplikace je velmi výhodné využít Faradayova magneto-optického jevu, který způsobuje indukovaný kruhový dvojlom v transparentních materiálech. Přítomný dvojlom se projevuje stáčením roviny polarizace světelné vlny v látce při podélném působení magnetického pole. V modelu šíření světelné vlny v kruhově dvojlomném prostředí ji lze rozložit na dvě složky s kruhovou, opačně orientovanou polarizací (pravotočivou a levotočivou). Přítomný kruhový dvojlom způsobuje rozdílné indexy lomu n_p a n_l pro pravotočivou a levotočivou kruhově polarizovanou vlnu. Pravotočivou vlnu šířící se ve směru osy z můžeme vyjádřit jako součet dvou ortogonálních lineárně polarizovaných světelných vln popsaných složkami E_x^p a E_y^p , pro jejichž okamžité hodnoty platí

$$E_x^p(z,t) = \frac{A}{2} \cos \left(k_p z - \omega t - \frac{\pi}{2} \right), \quad (17)$$

$$E_y^p(z,t) = \frac{A}{2} \cos(k_p z - \omega t).$$

Podobně pro levotočivou vlnu

$$E_x^l(z,t) = \frac{A}{2} \cos \left(k_l z - \omega t - \frac{\pi}{2} \right), \quad (18)$$

$$E_y^l(z,t) = \frac{A}{2} \cos(k_l z - \omega t).$$

Pro vlnová čísla k_l a k_p platí

$$k_l = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_l, \quad (19)$$

$$k_p = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_p.$$

Rozdílná velikost vlnových čísel způsobí, že levotočivá a pravotočivá vlna se v prostředí šíří rozdílnými rychlostmi a vlny tak nabývají vzájemného fázového posuvu. Po průchodu optickým prostředím délky l lze složky vlny sečíst. Výsledkem je opět lineárně polarizovaná světelná vlna. Vzhledem k přítomnosti fázového rozdílu je ale rovina polarizace stočena o úhel

$$\theta = \frac{k_l - k_p}{2} l = \frac{\pi}{\lambda_0} (n_l - n_p) l = \sigma l, \quad (20)$$

kde σ je měrná stáčitost opticky aktivního prostředí.

Faradayův jev indukuje dvojlomné prostředí za přítomnosti magnetického pole, které působí na kmitající elektrony v prostředí. Jejich trajektorie je stáčena vlivem magnetické složky Lorentzovy síly. Elektron o klidové hmotnosti m_e a elementárním náboji e lze modelovat jako harmonický oscilátor popsaný rovnicí vynucených kmitů netlumeného harmonického oscilátoru. Oscilátor je rozkmitáván elektrickou složkou světelné vlny o elektrické intenzitě E a kmitá kolmo na vektor magnetické indukce \mathbf{B} vnějšího pole.

Polohový vektor kmitajícího elektronu je popsán diferenciální rovnicí druhého řádu

$$m_e \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + \kappa \mathbf{r} = -e\mathbf{E} - e \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B} \right], \quad (21)$$

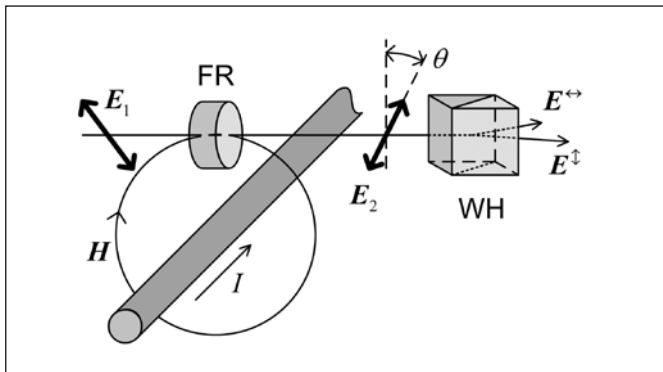
kde κ je kvazielastická síla udržující elektron v rovnovážné poloze. Princip řešení rovnice (21) byl popsán v [9] a je z něj odvozen vztah závislosti úhlu stočení roviny polarizace θ na velikosti magnetické intenzity vnějšího pole H

$$\theta = VBl = \mu VHI, \quad (22)$$

kde V je Verdetova konstanta charakterizující magneto-optické vlastnosti materiálu, l je interakční délka v optickém prostředí s magnetickou permeabilitou μ . Pokud magnetické pole není v interakční délce homogenní, vystupuje ve vztahu (22) jeho integrální hodnota. V případě, že není pole stacionární, ale časově proměnné, můžeme psát

$$\theta(t) = V \int_l \mathbf{B}(t) \cdot d\mathbf{l} = \mu V \int_l \mathbf{H}(t) \cdot d\mathbf{l}. \quad (23)$$

Vyhodnocení velikosti úhlu stočení polarizační roviny θ je možno provést stejně jako v případě elektro-optického jevu pomocí polarizačního analyzátoru, který převede polarizační modulaci světelné vlny na modulaci intenzitní. V obou případech je možno na pozici analyzátoru použít polarizační dělič svazku. Získáme dva detekční kanály s ortogonálními polarizacemi \mathbf{E}^{\rightarrow} a \mathbf{E}^{\uparrow} . Této možnosti využívá metoda duální ortogonální elipsometrie, jejíž princip a výhody jsou diskutovány níže. Sestava pro polarimetrické vyhodnocení optického signálu je na obr. 7. Elektrický proud I ve vodiči indukuje vírové magnetické pole s intenzitou H , v němž je umístěn Faradayův rotátor FR. Rotátorem prochází optický signál vstupující do Wollastonova hranolu na místě analyzátoru. Výstupní svazky s elektrickými intenzitami \mathbf{E}^{\rightarrow} a \mathbf{E}^{\uparrow} jsou dále zpracovány ve fotodetekčním systému.



Obr. 7 Polarimetrické vyhodnocení optického signálu v magneto-optickém senzoru

Sestavu senzoru je možno popsat za pomoci Jonesova počtu. Světelná vlna vstupující do rotátoru je popsána vektorem \mathbf{J}_1 a vlna na výstupu rotátoru vektorem \mathbf{J}_2 . Faradayův rotátor realizuje stočení roviny lineární polarizace o úhel θ . Lze ho proto jednoduše popsat Jonesovou maticí rotace \mathbf{T}_{FR} [10]. Pro vektor výstupní vlny lze odvodit vztah

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_2 &= \mathbf{T}_{FR} \cdot \mathbf{J}_1 = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{1,x} \\ E_{1,y} \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} E_{1,x} \cos\theta - E_{1,y} \sin\theta \\ E_{1,x} \sin\theta + E_{1,y} \cos\theta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (24)$$

Po průchodu Wollastonovým hranolem obdržíme dvě světelné vlny

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\rightarrow} &= \begin{pmatrix} E_{1,x} \cos\theta - E_{1,y} \sin\theta \\ 0 \end{pmatrix}, \\ \mathbf{E}^{\uparrow} &= \begin{pmatrix} 0 \\ E_{1,x} \sin\theta + E_{1,y} \cos\theta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (25)$$

Obě vlny jsou detekovány zvlášť. Pro rozlišení směru vnějšího magnetického pole působícího na rotátor je nutno volit správnou orientaci roviny polarizace vstupní vlny a Wollastonova hranolu. Je volena orientace roviny polarizace vstupní vlny pod úhlem $\alpha = 45^\circ$ vůči výstupním ortogonálním kanálům analyzátoru. Pokud takto polarizovanou vlnu s normovanými složkami elektrických intenzit dosadíme za vektor \mathbf{J}_1 v (24)

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_2 &= \mathbf{T}_{FR} \cdot \mathbf{J}_1^{\rightarrow} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{1,x} \\ E_{1,y} \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} E_{1,x} \cos\theta - E_{1,y} \sin\theta \\ E_{1,x} \sin\theta + E_{1,y} \cos\theta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (24)$$

obdržíme vztahy

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\rightarrow} &= \begin{pmatrix} E_{1,x} \cos\theta - E_{1,y} \sin\theta \\ 0 \end{pmatrix}, \\ \mathbf{E}^{\uparrow} &= \begin{pmatrix} 0 \\ E_{1,x} \sin\theta + E_{1,y} \cos\theta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (25)$$

Optické výkony vln P_{opt}^{\rightarrow} , P_{opt}^{\uparrow} a stejně tak výstupní napětí lineárních optických přijímačů U_{out}^{\rightarrow} , U_{out}^{\uparrow} jsou přímo úměrné druhé mocnině elektrické intenzity vlny

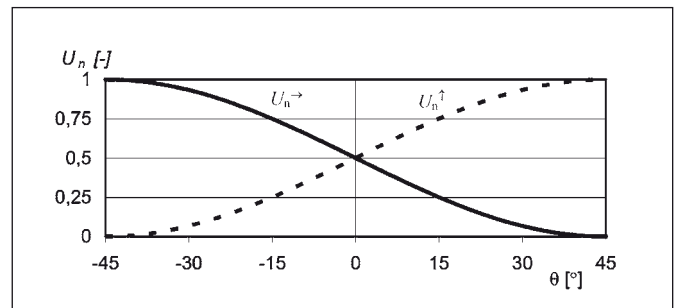
$$U \approx P_{opt} \approx \frac{E^2}{\mu_0 c}, \quad (26)$$

kde μ_0 je magnetická permeabilita vakua a c je rychlost světla ve vakuu. Pro normovaná napětí U_n na výstupech převodníků pak lze psát

$$\begin{aligned} U_n^{\rightarrow} &= \frac{1}{2} (\cos\theta - \sin\theta)^2, \\ U_n^{\uparrow} &= \frac{1}{2} (\sin\theta + \cos\theta)^2. \end{aligned} \quad (27)$$

Vztahy (27) jsou graficky znázorněny na obr. 8. Pro malé velikosti úhlu stočení roviny polarizace lze opět části charakteristik považovat za lineární.

V případě aplikace senzoru při měření časově proměnných proudů (magnetických polí) s velmi krátkou dobou změny je mezní kmitočet senzoru opět určen elektronickou částí. Rychlost reakce



Obr. 8 Grafické znázornění závislostí (27)

samotného magneto-optického jevu je dána reakční dobou na atomární úrovni optického prostředí. Byly publikovány experimenty s měřením magnetické složky elektromagnetického pulsu s dobou trvání 13 ps [11]. Bylo použito techniky synchronního vzorkování měřených pulsů využívající optické dráhy s nastavitelnou délkou. Citlivost senzoru lze opět ovlivnit materiálem optického prostředí a geometrickými rozměry rotátoru. S výhodou lze jako rotátoru užít optického vlákna [9]. Možnost navázání nosného signálu do optovláknové trasy a jeho vyhodnocení v bezpečné vzdálenosti je výhodou, podobně jako v případě elektro-optických senzorů.

4. Ortogonální polarimetrické vyhodnocení signálů

V about typech senzorů lze na místě analyzátoru použít lineárního polarizátoru v případě aplikace absolutní polarimetrické metody. Na výstupu analyzátoru je intenzitně modulovaná světelná vlna, jejíž velikost neseného optického výkonu je funkcí velikosti měřené veličiny. Po fotodetekci získáme napěťový signál, který může být zaznamenán vhodným měřicím přístrojem, osciloskopem. Nevýhodou absolutní metody je nutnost kalibrace signálu s ohledem na jeho klidovou úroveň. Za předpokladu použití lineárních optických přijímačů bude výstupní napětí U_{out} přímo úměrné optickému výkonu $P_{\text{opt},2}$ vlny na výstupu analyzátoru

$$U_{\text{out}} = R_T S_{I,\lambda} P_{\text{opt},2}, \quad (28)$$

kde R_T je transrezistance optického přijímače a $S_{I,\lambda}$ je proudová citlivost fotodetektoru na vlnové délce nosné vlny. Pokud bude orientace počáteční roviny polarizace nosné vlny pod úhlem $\alpha = 45^\circ$ vůči propustné rovině analyzátoru pak z Mallusova zákona lze odvodit

$$P_{\text{opt},2} = P_{\text{opt},1} \cos^2(\theta - 45^\circ), \quad (29)$$

kde $P_{\text{opt},2}$ a $P_{\text{opt},1}$ jsou optické výkony nosné vlny na výstupu a na vstupu analyzátoru. V případě, že na senzor nepůsobí měřená veličina, bude (při uvažování ideálního analyzátoru) na výstupu analyzátoru poloviční optický výkon vlny $P_{\text{opt},2,0} = 0,5P_{\text{opt},1}$ a ze vztahu (29) s využitím (28) obdržíme

$$U_{\text{out}} = 2U_{\text{out},0} \cos^2(\theta - 45^\circ), \quad (30)$$

kde $U_{\text{out},0}$ je napětí na výstupu optického přijímače při nepůsobení měřené veličiny. Z (30) lze vyjádřit vztah pro velikost úhlu stočení roviny polarizace nosné vlny

$$\theta = \arccos \sqrt{\frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{out},0}} + 45^\circ}, \quad (31)$$

kteřá je přímo úměrná měřené veličině.

Ze vztahu (31) je patrná nevýhoda absolutní metody. Pro určení úhlu θ je třeba stanovit velikost napětí $U_{\text{out},0}$ na výstupu optického přijímače ve stavu bez působení měřené veličiny. To je komplikací v případě, že dochází ke kolísání výkonu nosného svazku během měření. K tomu může v pulsně výkonových aplikacích snadno docházet. Pokud je optický signál přiváděn do měřicí oblasti generátoru optickým vláknem, pak může být vlákno vystaveno působení mechanických sil elektrodynamického původu, které vznikají při spínání nebo vypínání vysokých proudů. Mechanismus šíření světla ve vlákně je, zejména v případě jednovidových vláken, citlivý na působení vnější mechanických sil a může docházet ke vzniku lineárních dvojlohmů a přídavných útlumů.

Vliv kolísání výkonu nosné vlny může být potlačen duální ortogonální polarimetrickou metodou. Na místě analyzátoru je použit polarizační dělič svazku, který dělí vstupní optický svazek na dva s navzájem kolmými polarizacemi. Oba svazky jsou nezávisle detekovány optickými přijímači, na jejichž výstupech je napětí $U_{\text{out}}^{\rightarrow}$ a $U_{\text{out}}^{\uparrow}$. Diference napětí je podělena jejich sumou

$$M = \frac{U_{\text{out}}^{\rightarrow} - U_{\text{out}}^{\uparrow}}{U_{\text{out}}^{\rightarrow} + U_{\text{out}}^{\uparrow}}. \quad (32)$$

Operace (32) může být realizována obvodově nebo výpočetně po převedení obou napětí do číslkové reprezentace. Získáme signál s hodnotou v intervalu $M \in \langle -1; 1 \rangle$ v případě obvodové realizace. V případě výpočetní realizace budou hodnoty intervalu bezrozměrné. Dělení diference napětí jejich sumou představuje normování signálu potlačující vliv případného kolísání výkonu měřicího optického svazku. Další výhodou je, že pokud dojde k indukci rušivých napětí do citlivých vstupních obvodů optických přijímačů, jsou indukována souhlasně. Diference napětí ve vztahu (32) způsobí jejich odečtení a minimalizuje se tak jejich vliv na měřenou veličinu.

Vztahy pro velikosti výkonů obou výstupních svazků polarizačního děliče jsou dány Mallusovým zákonem a lze je po úpravě zapsat

$$\begin{aligned} P_{\text{opt},2}^{\rightarrow} &= \frac{P_{\text{opt},1}}{2} (1 - \sin 2\theta), \\ P_{\text{opt},2}^{\uparrow} &= \frac{P_{\text{opt},1}}{2} (1 + \sin 2\theta), \end{aligned} \quad (32)$$

kde $P_{\text{opt},1}$ je optický výkon svazku na vstupu děliče a $P_{\text{opt},2}^{\rightarrow}$ a $P_{\text{opt},2}^{\uparrow}$ jsou optické výkony ortogonálně polarizovaných svazků na výstupu děliče. Dosadíme li vztahy (32) do vztahu (28), získáme

$$\begin{aligned} U_{\text{out}}^{\rightarrow} &= \frac{R_T S_{I,\lambda} P_{\text{opt},1}}{2} (1 - \sin 2\theta), \\ U_{\text{out}}^{\uparrow} &= \frac{R_T S_{I,\lambda} P_{\text{opt},1}}{2} (1 + \sin 2\theta), \end{aligned} \quad (33)$$

a s použitím (32)

$$M = \frac{\frac{R_T S_{I,\lambda} P_{\text{opt},1}}{2} (1 - \sin 2\theta) - \frac{R_T S_{I,\lambda} P_{\text{opt},1}}{2} (1 + \sin 2\theta)}{\frac{R_T S_{I,\lambda} P_{\text{opt},1}}{2} (1 - \sin 2\theta) + \frac{R_T S_{I,\lambda} P_{\text{opt},1}}{2} (1 + \sin 2\theta)} = \sin 2\theta. \quad (34)$$

Z (34) lze určit

$$\theta = \frac{1}{2} \arcsin M. \quad (35)$$

Pro malé úhly θ stočení roviny polarizace můžeme vztah (35) aproximovat

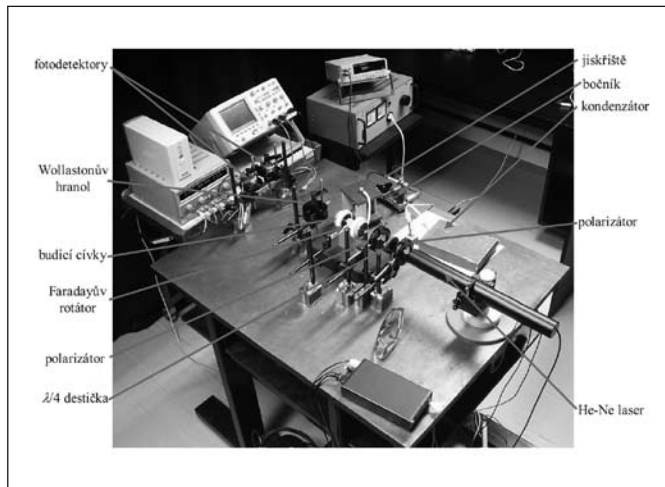
$$\theta \doteq \frac{M}{2}. \quad (36)$$

Zavedením aproximace se dopustíme jisté chyby. Při velikosti úhlu stočení roviny polarizace $\theta = \pm 7^\circ$ bude relativní odchylka od správné hodnoty $\delta_r = 1\%$, při $\theta = \pm 12^\circ$ bude odchylka $\delta_r \doteq 3\%$ a při $\theta = \pm 21^\circ$ bude odchylka $\delta_r \doteq 10\%$. Z časového průběhu velikosti θ lze určit časový průběh a velikost měřené veličiny na základě známé velikosti půlvlnného napětí elektro-optického krystalu, resp. velikosti Verdetovy konstanty Faradayova rotátoru a jejich rozměrů.

5. Experimentální realizace ortogonální polarimetrické metody

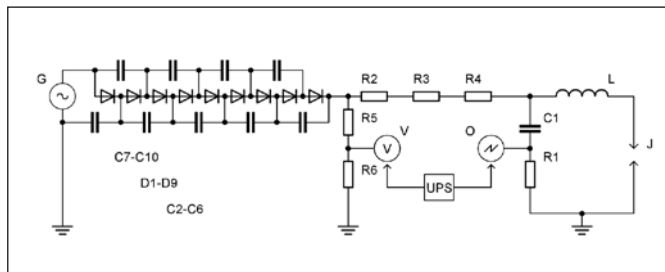
Ortogonální polarimetrická metoda byla experimentálně realizována v modelové pulsně výkonové úloze měření proudové impulsu pomocí Faradayova jevu. Budící cívky byly zapojeny do jednoduchého obvodu spolu s vysokonapěťovým kondenzátorem. Výsledný RLC obvod byl uzavírán pomocí jednoduchého jiskřiště. Při sepnutí jiskřiště docházelo k vyzářování poměrně silného elektromagnetického rušení. Rušení indukovalo ve fotodetekčních kanálech souhlasná napětí, což umožnilo ověřit imunitu realizované metody vůči rušení.

Schéma pracoviště pro generaci testovacích impulsů je na obr. 9. Střídavý zdroj G napájí kaskádní násobič napětí, na jehož výstupu je možno nastavit stejnosměrné napětí až $U = 2500$ V. Vysoké napětí je měřeno voltmetrem V přes napěťový dělič R_5 - R_6 . Z násobiče napětí je přes sérii rezistorů R_2 - R_4 nabíjen vysokonapěťový kondenzátor $C_1 = 8$ μ F. Na jiskřišti J vzrůstá postupně napětí. Po dosažení nadkritické hodnoty dochází k průrazu a uzavírá se proudový obvod přes budicí cívku L. Časový průběh proudu je přechodným dějem periodického charakteru s kmitočtem oscilace $f_r = 40,35$ kHz.



Obr. 9 Pracoviště pro generaci testovacích proudových impulsů a jejich měření

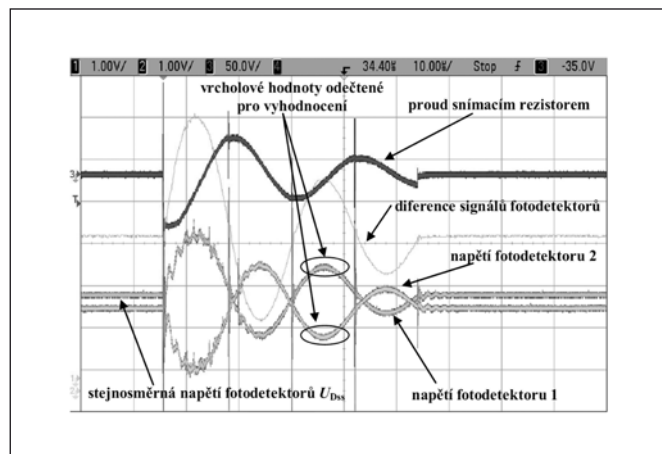
Jako zdroj měřicího svazku byl použit lineárně polarizovaný He-Ne laser pracující na vlnové délce $\lambda = 632,8$ nm s vyzařovaným výkonem $P_0 = 5$ mW. Laserový svazek procházel Faradayovým rotátorem z paramagnetického skla FR-5 (Hoya Optics). Rotátor má tvar válečku o délce $l = 60$ mm. Verdetova konstanta materiálu je $V_{FR-5} = 80,67$ rad \cdot T $^{-1}\cdot$ m $^{-1}$. Jako analyzátor byl použit Wollastonův hranol. Použité optické přijímače byly tvořeny PIN fotodiodou a transimpedančním zesilovačem. Experimentální sestava je znázorněna na obr. 10.



Obr. 10 Pracoviště pro generaci testovacích proudových impulsů a jejich měření

Na obr. 11 jsou sejmuté osciloskopické průběhy výstupních napětí přijímačů. Na prvním a druhém kanále jsou zaznamenány napěťové průběhy signálů fotodetektorů. Na třetím kanále je zachycen průběh napětí srovnávacího indukčního senzoru představující derivaci časového průběhu proudu obvodem. Poslední je průběh, který vznikl odečtením obou napětí z fotodetektorů.

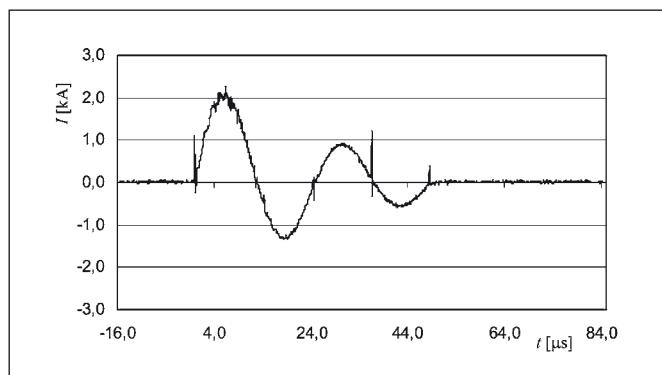
Silné rušení zkresluje průběhy výstupních napětí, což je patrné především v prvních půlvlnách signálů. Patrná je také přítomnost silných napěťových špiček způsobených sekundárními výboji v jiskřišti. Pro odečtení signálů byla použita matematická funkce rozdílu kanálů aplikovaná na první a druhý kanál. Je patrné, že došlo k velmi dobrému potlačení superponovaného rušení. V případě rušení způsobeného rychlými sekundárními průrazy jiskřiště již potlačení



Obr. 11 Sejmuté osciloskopické průběhy měřených signálů

není dokonalé, což je zřejmě způsobeno omezeným vzorkovacím kmitočtem osciloskopu při dlouhé časové základně.

Záznamy z akvizice paměti osciloskopu bylo možno zpracovat pomocí počítače podle vztahu (35). Z rozměrů rotátoru, hodnoty jeho Verdetovy konstanty a určené závislosti střední hodnoty magnetické indukce na proudu cívkami byl získán časový průběh impulsního proudu, viz obr. 12.



Obr. 12 Sejmuté osciloskopické průběhy měřených signálů

5. Závěr

Měřicí metody využívající elektro-optických a magneto-optických jevů disponují mnoha výhodami, které vyniknou zejména v oblasti měření veličin s extrémními hodnotami parametrů a časovými relacemi. Oblast pulsně výkonových systémů je oblastí, kde mohou být jejich výhody široce využity. Je třeba měřit časové průběhy napětí a proudů dosahujících velmi vysokých hodnot, navíc ve velmi krátkých časech, čemuž senzory vyhoví ve vhodné citlivosti i šířce pásma. Z důvodu přítomnosti vysokého napětí a silného rušení je důležitou možností navázání nosného signálu do optického vlákna kvůli galvanickému oddělení a vyhodnocování signálů ve vzdálené stíněné oblasti.

V článku byly popsány jevy, které zmíněné senzory využívají a byly představeny základní vztahy pro analýzu jejich principu. Zjednodušené vztahy pro názornost uvažovaly použití ideálních optických komponentů bez vložných útlumů a vlastních lineárních dvojlomů. V aplikacích uvažované oblasti ale nejsou tato zjednodušení závažná a pro návrh senzorů mohou být zjednodušené vztahy použity.

Pro vyhodnocení polarizačně modulovaných optických signálů byla popsána metoda duální ortogonální polarimetrie. Pomocí základních vztahů byly ukázány její výhody vůči jednorázové metodě. Její vlastnosti byly demonstrovány na modelové aplikaci měření proudového impulsu.

Literatura

- [1] BLUHM, H. *Pulsed power systems, Principles and applications*. Berlin: Springer-Verlag, 2006. 326 pages. ISBN 3-540-26137-0.
- [2] ARGÜESO, M., ROBLES, G., SANZ, J. *Measurement of high frequency currents with a Rogowski coil*. Department of Electrical Engineering, Universidad Carlos III de Madrid, 2005.
- [3] ROBERTSON, W. M. *Optoelectronic Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Engineering*. Norwood: Artech House, 1995. 244 pages. ISBN 0-89006-711-2.
- [4] DORDOVÁ, L. *Speciální techniky měření elektrických nábojů*. Diplomová práce. Brno: FEKT VUT v Brně, 2006.
- [5] GABORIT, G., DUVILLARET, L., BREUIL, N., CRABOS, B., LASSERRE, J.-L. Low invasiveness, high-bandwidth vectorial pigtailed electro-optic sensors for high power electromagnetic measurements. In *Proceedings of Euro Electromagnetic International Conference EUROEM 2004*. Magdeburg (Germany), 2004.
- [6] TRINKS, H., MATZ, G., SCHILLING, H. Electro-Optical System for EMP Measurement. *IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility*. 1980, Vol. 22, No. 1.
- [7] RIPKA, P. *Magnetic sensors and magnetometers*. London: IEEE; Artech House, 2001. 467 pages. ISBN 1-58053-057-5.
- [8] HAMPTON, J. R., MARTÍNEZ-ALBERTOS, J.-L., ABRUNA, H. D. Development of versatile SMOKE system with electrochemical applications. *Review of Scientific Instruments*. 2002, Vol. 73, No. 8, p. 3018 - 3021.
- [9] DREXLER, P., FIALA, P. Kompenzace lineárního dvojlomu v magneto-optických vláknových senzorech. *Jemná mechanika a optika*. 2008, Vol. 53, No. 6, p. 166 – 172.
- [10] BORN, M., WOLF, E. *Principles of Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 986 pages. ISBN 978-0521642224.
- [11] RIORDAN, J. A., SUN, F. G., LU, Z. G., ZHANG, X.-C. Free-space transient magneto-optic sampling. *Applied Physics Letters*. 1997, Vol. 71, p. 1452 - 1456.

Ing. Petr Drexler, Ph.D., Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky, FEKT VUT v Brně, Kolejní 2906/4, 612 00 Brno
tel.: +420 5 4114 3653, fax: +420 5 4114 9512, e-mail: drexler@feec.vutbr.cz

doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D., Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky, FEKT VUT v Brně, Kolejní 2906/4, 612 00 Brno
tel.: +420 5 4114 9510, fax: +420 5 4114 9512, e-mail: fialap@feec.vutbr.cz

Robert MACKŮ, Pavel KOKTAVÝ

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav fyziky, Brno

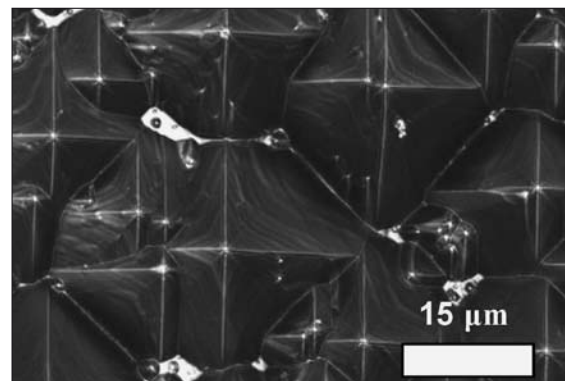
Využití měření CU charakteristik pro určení geometrie a polohy pn přechodů křemíkových solárních článků

V článku je stručně rozebrána problematika určení přesné polohy n⁺p přechodu solárních článků. Posouzení umístění přechodu může mít zásadní význam na interpretaci některých měřených charakteristik s projevy nestandardního chování, které může být důsledkem redukce, popřípadě rozšiřování plochy pn přechodu. Pro analýzu byla zvolena metoda založená na simulaci difúzního procesu a koncentračního profilu emitoru. Výsledkem simulace je návrh umístění přechodu, který ukazuje, že k zásadnímu ovlivňování plochy přechodu nedochází.

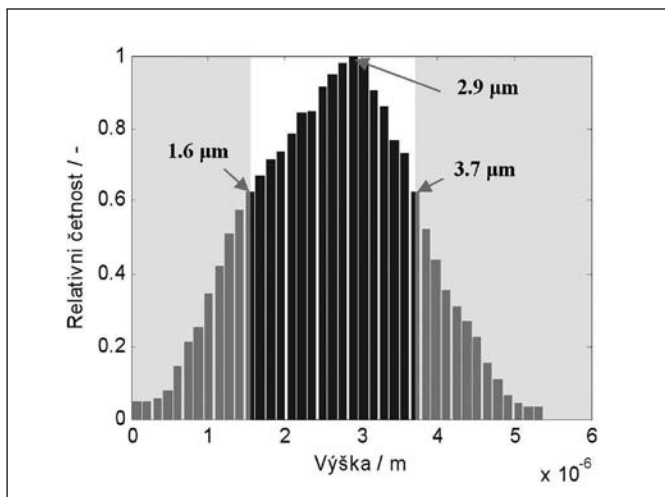
Klíčová slova: Solární článek, CU charakteristiky, depleční aproximace, efektivní plocha

1. ÚVOD

Solární články jsou v současné době velmi často diskutovány a stávají se dobrou alternativou pro získávání tzv. zelené energie. Lze říci, že přes 80 % světové produkce je založeno na standardní tlustovrstvé křemíkové technologii a účinnosti produkovaných solárních článků většinou nepřesahují 15 %. Omezujícím faktorem je často jejich snížená kvalita, která úzce souvisí s nedokonalostmi výrobního procesu. Naše výzkumné práce jsou proto věnovány nedestruktivní diagnostice reálně produkovaných solárních článků a studiu mechanismů, které ovlivňují jejich funkčnost. I přesto, že současná fyzika polovodičů je na velmi dobré úrovni, některé fenomény pozorované u solárních článků se stále nedaří rigorózně popsat. V případě solárních článků je situace složitá i kvůli záměrně texturovanému povrchu pro dosažení maximální absorpce dopadajícího záření. Nejčastěji používanou pyramidální variantu ukazuje obr. 1. Obr. 2 ukazuje relativní četnost výskytu pyramid v závislosti na jejich výšce. Lze říci, že téměř 75 % pyramid má



Obr. 1 Topografický obraz povrchu solárního článku Q1, měření prováděno optickým profilometrem



Obr. 2 Histogram četnosti výšek povrchových pyramid vzorku Q1, zkoumaná oblast 150 x 150 μm

výšku v intervalu 1,6 ÷ 3,7 μm a nejvíce jsou zastoupeny pyramidami vysoké 2,9 μm (povrch skenován mikroskopem SNOM a získaná topografie zpracována v programu Matlab). Obecně je známo, že *pn* přechod solárních článků vzniká difúzí v plynném prostředí a jeho střed je situován velmi blízko jeho povrchu.

Protože víme, že proud je funkcí vlnové délky, můžeme získat vztah pro závislost proudu nakrátko I_{sc} na vlnové délce [1]

$$\frac{dI_{sc}(\lambda)}{d\lambda} \cong \alpha\lambda(L_n + L_p)\exp(-\alpha d). \quad (1)$$

Zde L_n a L_p představují difúzní délky, α je absorpční koeficient, který je funkcí vlnové délky λ , a d je poloha středu přechodu (vzdálenost od povrchu). Je zřejmé, že pro absorpci energetických krátkých vlnových délek by měl být přechod vytvořen blízko povrchu, protože α je velké.

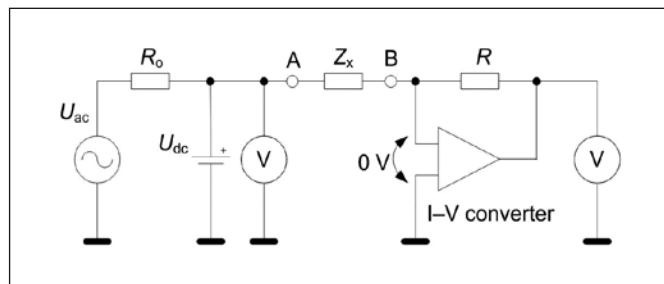
Nyní je ale zapotřebí zodpovědět několik velmi důležitých otázek, a to do jaké míry *pn* přechod kopíruje topografii povrchu a jaká je jeho efektivní plocha S_{pn} (reprezentuje skutečnou plochu přechodu s ohledem na zvětšení povrchu solárního článku). Určení efektivní plochy přechodu nebude předmětem tohoto článku a můžeme ji považovat za vyřešenou. Více lze najít např. v [2]. Nezodpovězenou otázkou ovšem zůstává závislost efektivní plochy S_{pn} na závěrném napětí při rozšiřování vyčerpané oblasti. Právě v tomto pracovním režimu jsou často pozorovány nestandardní projevy chování a je nutné ukázat, zda je toto způsobeno změnou plochy *pn* přechodu či nikoliv. Pro vyřešení tohoto problému využijeme právě měření CU charakteristik v kombinaci se simulací difúzního procesu.

2. METODIKA MĚŘENÍ CU CHARAKTERISTIK

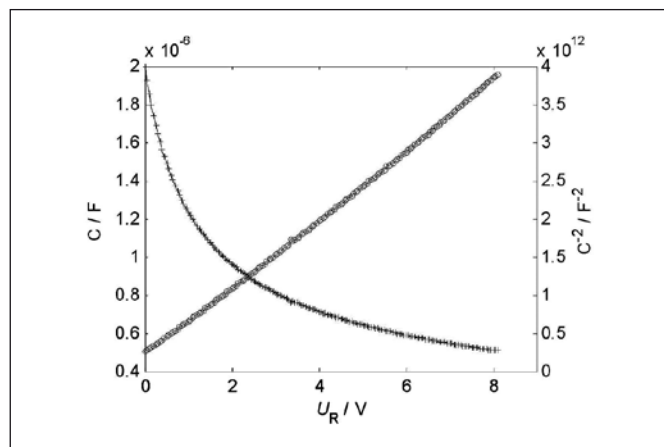
Jednou z klasických aplikací kapacitních měření je určení koncentrace dopantů N a difúzního napětí U_{diff} . To je aplikovatelné na Schottkyho diody, MOS struktury i standardní *pn* přechody. V případě solárních článků s využitím těchto informací provádíme i charakterizaci lokálních defektů [3]. Podívejme se ale dále na solární články, u kterých se prokazatelně vyskytuje jediný *n+p* přechod v blízkosti přední elektrody.

V tomto článku se budeme zabývat pouze měřením bariérové kapacity, která souvisí s velikostí oblasti prostorového náboje W a je při závěrné polarizaci funkcí předpětí U_R . Myšlenka kapacitního měření spočívá ve využití známé permitivity a plochy pro určení koncentrací, popřípadě koncentračního profilu a je použitelná i pro struktury bez metalických kontaktů. V našem případě jsou vzorky umístěny mezi dvojicí kovových elektrod v opticky i elektricky stíněném prostředí.

Námí použitá metoda měření je na obr. 3 a je známa pod označením *Auto Balancing Bridge Method*. Měřený solární článek představuje impedance Z_x a je určena numericky z napětí měřeného



Obr. 3 Schématické znázornění metody pro měření kapacitních charakteristik solárních článků



Obr. 4 Změřené kapacitní charakteristiky vzorku solárního článku 25A_1 v temném prostředí (přechod *n+p*), $T = 27^\circ\text{C}$

v bodu A a výstupního napětí zesilovače. Předpětí vzorku je realizováno stejnosměrným zdrojem, na nějž je superponováno malé harmonické napětí. Další používané přístupy lze najít například v [4]. V případech středních a vysokých injekčních úrovní jsou setrvačné kapacitní vlastnosti solárních článků dané především nadbytečnými nosiči náboje v objemu (v kvazineutrálních oblastech). Nicméně, je-li dodržena nízká injekce nosičů, převládá kapacita bariérová.

Využijeme-li Poissonovu rovnici ve tvaru $dE/dx = eN_a^- / \epsilon_0 \epsilon_r$, kde veličina E představuje intenzitu elektrického pole a N_a^- koncentraci ionizovaných akceptorů, lze ukázat, že pro dva základní případy geometrie přechodu, tzn. lineární a strmý, je funkční závislost kapacity na napětí ve tvaru $C = a \cdot U^{1/3}$ a pro případ strmého přechodu $C = b \cdot U^{1/2}$ [1]. Zde a , b jsou konstanty popisující vlastnosti materiálu. Vhodnou grafickou transformací lze tedy posoudit průběh koncentrace příměsí. Obr. 4 dokazuje, že zkoumaný vzorek solárního článku má *pn* přechod vytvořený nesouměrným skokem koncentrací příměsí. Matoucí může být skutečnost, že v případě solárních článků je *pn* přechod vytvářen difúzním procesem a mohl by být očekáván lineární (pozdvolný) přechod. Ten ovšem nemusí být difúzí nutně vytvořen. Uvažme vztah $d_1 / d_2 = N_a^- / N_d$ vyplývající z Poissonovy rovnice (N_d představuje koncentraci donorů). Budou-li koncentrace příměsí N_a^- a N_d dostatečně rozdílné, budou rozdílné i jednotlivé tloušťky oblastí prostorového náboje (d_1 a d_2). Aproximativně lze tedy přechod chápat jako strmý. Lze uvést příklad pro měření vzorku 25_1A ukázaného na obrázku 4. Z transformované měřené závislosti můžeme určit směrnici přímkové oblasti $b = 1,488 \cdot 10^{-6} \text{ V} \cdot \text{C}^{-1/2}$. Nezbytnou efektivní plochu přechodu S_{pn} lze stanovit grafickou početní metodou viz [2] a v tomto případě je rovna $0,0160 \text{ m}^2$. Po matematickém řešení Poissonovy rovnice již získáme koncentraci akceptorů N_a^- , která je v tomto případě $N_a^- = 1,1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Metoda je založena na několika zjednodušeních. Především jde o tzv. depleční aproximaci, která je ovšem často velmi dobře splněna a platí, že $n = p = N_d = 0$. Dalším předpokladem je, že všechny akceptory jsou ionizovány. Získaná hodnota koncentrace tedy představuje jakousi integrální efektivní koncentraci ionizovaných akceptorů.

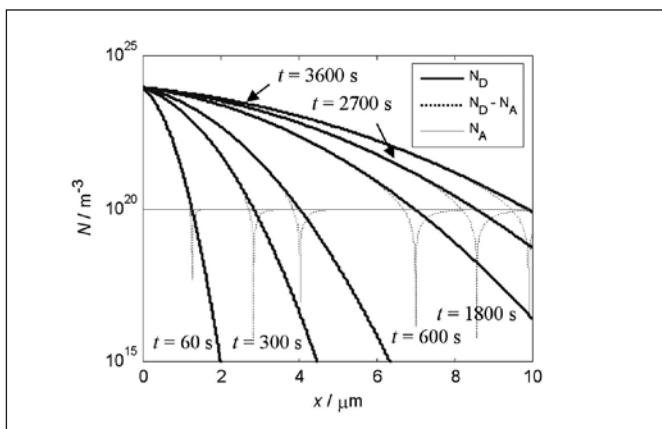
3. SIMULACE VZNIKU PN PŘECHODU SOLÁRNÍHO ČLÁNKU

Aby bylo možné vyjádřit se k umístění přechodu a ovlivnění plochy při změně závěrných napětích, byl vytvořen numericko-analytický model v prostředí Matlab. Byly simulovány dva základní případy. První představuje ideální strmý pn přechod, druhý pak reálný pn přechod vytvořený difúzí příměsí z plynného prostředí. Informace o zkoumaných solárních článcích jsou pouze kusé. Víme, že dotující prvky jsou B a P a celý proces probíhá při teplotě asi 900 °C a konstantním tlaku. Na základě tohoto můžeme navrhnout profil emitoru (silně dotovaná n^+ část přechodu). Technologické detaily je možné najít například v [5]. Pokud vyjdeme z toho, že povrchová koncentrace je konstantní a definujeme okrajové podmínky, lze koncentrační profil získat řešením diferenciální Fickovi rovnice. Platí tedy $N(x=0, t) = N_0$ a $N(x=\infty, t) = 0$. Zde N_0 symbolizuje výchozí koncentraci na povrchu polovodiče. Řešením získáme [1], [5]

$$N(x, t) = N_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right). \quad (2)$$

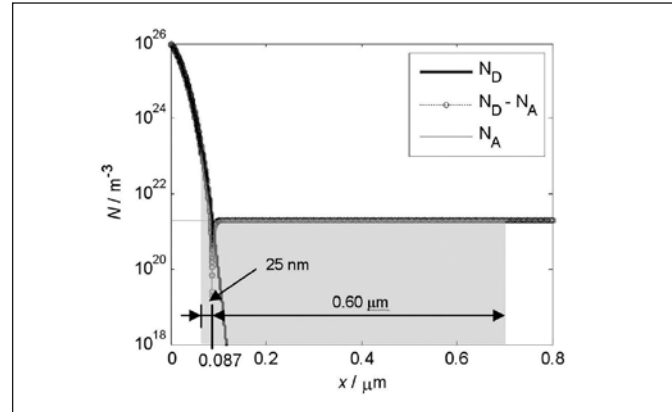
Zde x je pozice v polovodiči (vztaženo k povrchu), D je difúzní konstanta a $\operatorname{erfc}(x)$ představuje komplementární chybovou funkci a platí, že $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$ a $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$. Na obr. 5 je výsledek simulace v semilogaritmickém zobrazení přizpůsobený situaci solárního článku. Difundující atomy tvoří donory a substrát má homogenní počáteční koncentraci akceptorů $N_a = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Do společného grafu byl zakreslen i rozdíl obou koncentrací pro naznačení středu pn přechodu. Je zřejmé, že celý proces je silně závislý na čase, difúzní konstantě a teplotě. Difúzní konstanty je možné najít například v [6]. Asymetrický charakter přechodu nemusí být dostatečně zaručen vždy, a proto byla vytvořena i podrobná simulace přechodu solárního článku, do kterého byly zahrnuty znalosti z měření vzorku 25A_1, tedy střední hodnota akceptorů v substrátu $N_a = 1,1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, šířka vyčerpané oblasti při nulovém předpětí a jednostranné aproximaci $W_p = 0,6 \mu\text{m}$ a znalosti o technologii $D = 5,8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ a $t = 3600 \text{ s}$.

Výsledek řešení je shrnut na obr. 6. Postup je založen na numerickém hledání neutrality vázaných nábojů v obou částech polovodiče (opět bylo využito prostředí Matlab). Výsledek samozřejmě není přesný, protože šířka W_p platí pro jednostrannou aproximaci. I přesto ale poskytuje velmi dobrý odhad reálného přechodu. Simulace ukázala, že jednostranná aproximace je splněna velmi dobře (viz. obr. 6). Střed přechodu je přibližně 87 nm pod povrchem a šířka oblasti $W_n \approx 25 \text{ nm}$ (pro nulové předpětí). Z tohoto je také možné navrhnout



Obr. 5 Simulace difúzního procesu a nalezení středu přechodu $N_0 = 10^{24} \text{ m}^{-3}$, $N_a = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $D = 9 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$

koncentrační profil a především diskutovat o vlivu předpětí na efektivní plochu přechodu. Jak bylo ukázáno, nejvíce pyramid má výšku v intervalu $1,6 \div 3,7 \mu\text{m}$. Oblast W_n se se vzrůstajícím předpětím mění čím dál méně a přechod sahá do hloubky pod povrchem asi $W_p + 0,09 \mu\text{m}$. Pro běžné hodnoty předpětí ($U_R < 8 \text{ V}$) je hranice přechodu pod povrchem (v oblasti s vodivostí p) asi $3 \mu\text{m}$. Nevyhnutelná chyba způsobená určením plochy přechodu je tedy v rozumných mezích.



Obr. 6 Simulace přechodu solárního článku, střední hodnota koncentrace akceptorů $N_a = 2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $N_0 = 10^{26} \text{ m}^{-3}$, $D = 5,8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, $t = 3600 \text{ s}$

4. ZÁVĚR

V tomto článku jsme se zabývali důležitou otázkou, a to ovlivněním plochy pn přechodu při změně závěrného předpětí solárního článku. Lze říci, že přesné stanovení je technicky náročným úkolem. Byla zvolena metoda, kdy na základě měřených CU charakteristik byl nejprve simulován proces difúze a následně vznik vlastního pn přechodu. Nepříznivě výsledky ovlivňují některá zjednodušení. Především pak depleční aproximace, která ovšem výrazně snížila matematickou náročnost problému. Chyba, které jsme se při tom dopustili, není nikterak zásadní.

Dotování emitoru bylo modelováno komplementární chybovou funkcí. Byly navrženy geometrické proporce přechodu a ukázalo se, že je situován přibližně 87 nm pod povrchem, je silně nesymetrický ($W_n \approx 25 \text{ nm}$, $W_p \approx 600 \text{ nm}$). S tímto zjištěním souvisí i posouzení změny efektivní plochy, které, jak se ukázalo ze statistického studia výšek pyramidální textury, nemusí být zásadní.

Poděkování

Tento příspěvek je založen na výzkumu podporovaném Grantovou agenturou České republiky s označením 102/09/H074 a výzkumného záměru MSM 0021630503.

Literatura

- [1] Sze S. M., Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, New York, November 2006, ISBN 978-0-471-14323-9.
- [2] Macku, R., Koktavý, P., Skarvada, P., Advanced non-destructive diagnostics of monocrystalline silicon solar cells. WSEAS Transactions on Electronics. 2008, 4(9), str. 192 - 197. ISSN 1109-9445.
- [3] Macku, R., Koktavý, P., Skarvada, P., On the determination of silicon solar cell properties via capacitance characteristics. In Proceedings of 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference. Valencia, Spain, WIP-Renewable Energies. 2008, p. 364 - 367. ISBN 3-936338-24-8.
- [4] Okada, K., Sekimo, T., Impedance measurement handbook. Agilent Technologies, 2003. 128 stran. AN 5950-3000.
- [5] May, S. G., Sze, S. M., Fundamentals of semiconductor fabrication. New York : John Wiley & Sons, [199-], ISBN 0-471-23279-3.
- [6] Fisher, D., J., Diffusion in silicon - 10 years of research. Scitenc Publications, [199-].

Ing. Robert Macku, tel.: +420 541 143 277, e-mail: xmacku05@stud.feec.vutbr.cz

Doc. Ing. Pavel Koktavý, CSc., Ph.D., tel.: +420 541 143 394, e-mail: koktavý@feec.vutbr.cz

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav fyziky, Technická 8, 616 00 Brno

RNDr. Vladimír Chlup – šedesátiletý

15. říjen 2009 je dnem, kdy se před šedesátí léty narodil Vladimír Chlup, osobnost, jehož profesní i zájmový život je již víc než čtyři desetiletí spjat s optikou, člověk který vešel do povědomí české a slovenské obce optiků na jedné straně jako výborný konstruktér optických systémů, na druhé straně jako mnohaletý ředitel Meopty Přerov, nejvýznamnějšího opticko-mechanického podniku v Československu a České republice, ale i jako neúnnavný organizátor kontaktů a propagátor akcí upevňující pospolitost zájemců o optiku.

Narodil se Olomouci, kde také vystudoval obor Jemná mechanika a optika na Palackého Univerzitě u zakladatelů moderní optiky navázané na optický průmysl v Československu, profesora Bedřicha Havelky a profesora Engelberta Kepřta. Po ukončení studia v roce 1972 nastoupil do Meopty Přerov, kde získal renomé jako úspěšný konstruktér optiky a propagátor nových výpočetních metod na tehdy nesměle nastupujících personálních počítačích. Vypracoval se na vedoucího střediska výzkumu a vývoje optiky a díky svým pevným postojům a organizačním i vyjednávacím schopnostem byl po bouřlivém podzimu roku 1989 zvolen v lednu 1990 generálním ředitelem Meopty Přerov.

Na tomto místě setrval do konce roku 2002, což bylo v časech, kdy osud podniku vlivem náhlých změn výrobního programu visel mnohokrát na velmi tenké niti. Za jeho vedení proběhla privatizace a bylo nutné řešit prudký výpadek výrobního programu, kdy vojenské zakázky, tvořící 75 % objemu výroby, náhle poklesly na pouhých 10 %.

Prosazení nových výrobků nevojenského charakteru na náročných trzích západní Evropy a USA stálo celý podnik a management v čele s RNDr. Vladimírem Chlupem obrovské úsilí. Bylo velkým



štěstím pro budoucnost podniku, že již od počátku devadesátých let se k Meoptě přihlásil Paul Rausnitz, americký podnikatel českého původu a nyní opět i s českým občanstvím, velký patriot a budovatel moderní optické výroby v Přerově. On a jeho rodina se stali postupně hlavními akcionáři a později i majiteli podniku. Měl k Vladimíru Chlupovi velkou důvěru a je hodně pravdy na tom, když říká, že Vladimír Chlup svou jasnou vizí, houževnatostí, čestným jednáním zachránil podnik před zánikem.

Při této příležitosti je na místě připomenout, že jako ředitel podniku, který byl v té době vydavatelem časopisu JMO, váhou své osobnosti, ale i uvolněním nezbytných finančních prostředků,

napomohl překonat nejtěžší existenční roky časopisu.

RNDr. Vladimír Chlup odešel z Meopty r. 2003, avšak na podnik, kde strávil 30 let a na optiku jako takovou, nezanevřel. Zůstal věrný rodné Olomouci, kde ve své privátní firmě záručuje své zkušenosti v oblasti řízení podniku vytvářením software pro firemní řízení a vrátil se i k optickým výpočtům jako pedagog na Palackého univerzitě, ale i ve spolupráci s Meoptou.

Neutuchá ani ve své organizační a osvětové činnosti mimo jiné jako člen redakční rady JMO. Z jeho dalších aktivit je třeba upozornit zejména na založení domény opto.cz, která od roku 2005 slouží jako zajímavý informační zdroj široké obce optiků.

Přejeme jubilantovi pevně zdraví a elán, který se mu vždy dařilo s charakteristickou noblesou přenášet i na své přátele a spolupracovníky.

*Za redakci a redakční radu JMO
RNDr. Zdeněk Lošťák*

Ing. Miroslav Jedlička, CSc. – 80 let

Ing. Miroslav Jedlička, CSc., předseda České a slovenské společnosti pro fotoniku (ČSSF) a mezinárodně uznávaný odborník ve fotonice, se v plné síle na Výroční valné hromadě Evropské optické společnosti (EOS) dožil 30. září 2009 svého významného jubilea.

Vzhledem k tomu, že jsem se s ním poprvé potkal v r. 1992, vezmu úvodní data zkrátka: Narodil se v Šimonovicích u Liberce a dětství prožil v německy mluvícím českém pohraničí. Těsně před Mnichovem se rodině podařilo přestěhovat se do středních Čech. Středoškolské vzdělání získal na gymnáziu v Kutné Hoře a posléze v Českém Brodě, kde v r. 1948 maturoval. Poté byl přijat na Elektrotechnickou fakultu ČVUT, obor sdělovací technika, kterou ukončil v r. 1952 a následně tamtéž absolvoval v letech 1953-56 vědeckou aspiranturu. Kandidátem technických věd byl jmenován v r. 1961, ale to již plně zapojen do výzkumu a vývoje ve Výzkumném ústavu vakuové techniky a technologie součástek (VÚVET) v Praze, který se později stal koncernovým podnikem TESLA-Vakuová technika. Postupně byl vedoucím Laboratoře fyzikálních a fotometrických měření, vedoucím výzkumu a vývoje fotoelektrických násobičů, vedoucím výzkumu a vývoje televizních snímacích elektronek, vedoucím oddělení fyzikálních měření a elektronové mikroskopie, vědeckým tajemníkem a na závěr aktivní kariéry obchodním ředitelem podniku.

Jeho vědecko-výzkumná práce byla zaměřena do čtyř výrazných oblastí - tenké vrstvy, a to především fotoelektricky vodivé a fotoemisní elektrooptické měniče, zvláště fotokonduktivní, obecná elektrooptika a detekce fotonů a obor měření. Vyznačovala se tím, že vedle vysoké teoretické úrovně měla ve většině případů i část experimentálního ověření. Hlavně je však třeba zdůraznit, že ing. Jedlička hledal způsob, jak výsledky výzkumu, který měl často charakter výzkumu základního, aplikovat při vývoji dokonalejších elektrooptických přijímačů, hlavně snímacích televizních elektronek a obrazových měničů. Jako jeden z prvních se v 70. a 80. letech zabýval možnostmi využití selenidu kademnatého a v té souvislosti připravil také vzorky tenkovrstvých tranzistorů na bázi tohoto materiálu.

Jako další příklady lze uvést studium a hledání možnosti využití heterogenních struktur a v posledních letech spolupráce na přípravě a hodnocení vrstev amorfního křemíku a jejich užití ve snímacích elektronekách. Velké úsilí věnoval Ing. Jedlička také studiu vlastností a podmínek přípravy tenkých vrstev oxidu olovnatého. Za práci, která měla i mezinárodní ohlas, přiznalo Prezídium ČSAV Ing. Jedličkovi vědecký stupeň Ib.

Výsledkem jeho činnosti bylo více než 200 odborných prací a další stovka populárně vědeckých. Kniha Fotoelektrický jev (SNTL, 1975), či skriptu Elektrooptické měniče III. díl pro post-

graduální studium na FEL ČVUT, umožnila seznamovat studenty s neaktuálnějšími stavem oboru. Je spoluautorem 5 knih, autorem několika desítek publikací v časopisech, autorem a spoluautorem příspěvků na 52 domácích a zahraničních konferencích, např. na konferencích o katodové elektronice v SSSR, periodických symposiích o fotoelektronických zobrazovacích zařízeních v Imperial College, Londýn (1968, 1974, 1987), kongresech IMEKO v NDR, Polsku, USA, konferenci o fotonice v Indii.

Kromě své výzkumné činnosti se po celou dobu zaměstnání podílel i na výchově mladých elektroinženýrů na Elektrotechnické fakultě (FEL) ČVUT, ať jako externí učitel, vedoucí či člen komisí pro obhajobu diplomových i kandidátských disertací a jejich náročný oponent, který vždy v pracích hledal aplikační výstup. Byl vedoucím 40 diplomových prací.

V r. 1990 byl iniciátorem založení Československé společnosti společnosti pro fotoniku (později České a slovenské společnosti pro fotoniku – ČSSF, protože i po rozdělení republiky si společnost udržela svůj federativní ráz). Od počátku společnosti je jejím aktivním prezidentem. První, ještě národní, konference Fotonika, kterou společnost uspořádala v Olomouci r. 1992, byla místem našeho prvního setkání a začátkem dosud trvající spolupráce.

Hned v témže roce jsme společně v rámci ČSSF zorganizovali na FEL ČVUT přednášku prof. Bulaboise, tehdejšího vedoucího odboru francouzského ministerstva pro výzkum a vesmír a člena výboru Evropské optické společnosti (EOS). Tato přednáška se stala impulsem pro kolektivní členství ČSSF jako přidružené organizace v EOS.

Díky tomu se nám povedlo v r. 1995 uspořádat výroční valnou hromadu EOS v Praze, čímž také odstartovala velmi úspěšná série trienálních konferencí „Photonics Prague – Photonics, Devices and Systems“, které od té doby navštívila řada vynikajících světových odborníků i mladých, začínajících vědců. Konference se již ve vědeckém světě etablovala a díky tomu se i významné mezinárodní společnosti SPIE, ICO, OSA, EOS podílely jako spolupracující organizace na jejím zdárném průběhu. Konference byla také podpořena Akademií věd České republiky, Slovenskou akademií věd, ČVUT Praha a Meoptou Přerov, a.s. I díky jubilantovi je na těchto konferencích patrná, kromě pracovního úsilí, vždy velmi srdečná atmosféra a stále něco nového. Např. na základě jeho podnětu jsou při této konferenci vyhlašování vítězové soutěže pro mladé české vědce v oboru Fotonika.

Nemalou péčí věnoval a věnuje i každoroční národní konferenci „Optické komunikace“, zaměřené již od 70. let, na rozdíl od Photonics Prague, více do industriální sféry.



Obr. 1 Zahájení symposia TC 2: Předseda IMEKO TC 2 Prof. Tilo Pfeifer (vlevo) a předseda symposia Ing. Miroslav Jedlička, CSc.

Ještě jeden obor je bytostně spojen s Ing. Jedličkou: Práce v orgánech mezinárodní nevládní organizace pro měřicí techniku IMEKO a organizování jejích symposií v oboru Detekce fotonů. Od roku 1979 byl vědeckým sekretářem odborné komise Photonic Measurement. S tím souvisela i jeho iniciativní práce jako člena Národního komitétu IMEKO a dlouholetého předsedy jeho technické komise „Detektory fotonů“. Tato jeho činnost byla v roce 1982 oceněna „Čestným uznáním za úsilí o rozvoj činnosti Komitétu“. V r. 2008 ČSSF, která funguje jako subkomise TC 2 „Měření ve fotonice“ při Českém národním komitétu IMEKO, uspořádala 18. symposium *Photonics in Measurement*. Tato akce se do Prahy vrátila po 30 letech, neboť v r. 2008 byla Praha dějištěm tohoto symposia již potřetí. Poprvé tomu bylo v r. 1969 (4. symposium), pak v r. 1978 (8. symposium); obě tyto akce byly konány ještě pod starým názvem komise IMEKO TC 2 „Detektory fotonů“. Změna názvu na *Fotonika v měření* byla zavedena na 13. symposiu v r. 1987 v německém Braunschweigu.



Obr. 2 Ing. Miroslav Jedlička, CSc. (předseda ČSSF) a prof. Ing. Miloš Klíma, CSc. (generální sekretář ČSSF) při společenském večeru úspěšného symposia IMEKO 2008

Předseda symposia Miroslav Jedlička přivítal na zahájení prezidenta IMEKO TC 2 prof. Tilo Pfeifera z Německa, jednoho z bývalých prezidentů TC 2 dr. Janose Schandu z Maďarska a předsedu Českého národního komitétu IMEKO doc. Ing. Jaromíra Volfa, DrSc.

To, že Ing. Jedlička je i aktivním členem Národního komitétu pro optiku, výboru České vědeckotechnické společnosti pro aplikovanou kybernetiku a informatiku, či spoluorganizátorem pravidelných Česko-slovensko-polských optických konferencí, beru jako samozřejmost.

Málem bych však v tomto výčtu zapomněl na jeho další mimovědecké aktivity, zejména ty spojené s lyžováním: byl prezidentem Svazu lyžařů České republiky (1969-70, 1990-94), členem Výkonného výboru Českého olympijského výboru (1993-1996), předsedou představenstva akciové společnosti Ski-areál Špindlerův Mlýn (1993-1996). Je stále zdatným sportovcem.

Blahopřeji na tomto místě upřímně, nejen svým jménem, Ing. Jedličkovi k životnímu jubileu, a byl bych rád, aby mu vydrželo dobré zdraví, osobní pohoda, optimismus. Ať si ještě vykouří několik „vítězných doutníků“ po úspěšně zorganizovaných akcích.

Prof. RNDr. Pavel Tománek, CSc.
Ústav fyziky FEKT VUT v Brně

Korelace mezi optickými a elektrickými projevy solárních článků

V tomto je článku zkoumána korelace mezi optickými a elektrickými projevy solárních článků. Při určitých hodnotách závěrného napětí, které je menší než průrazné napětí celé nedefektní oblasti přechodu, dochází u solárních článků k výskytu šumu mikroplazmatu. Tento jev může být doprovázen emisí záření z lokálních oblastí PN přechodu. Předmětem výzkumu je ověřit, zda šum mikroplazmatu (elektrický signál) způsobuje emisi záření (optický signál).

Klíčová slova: PN přechod, šum mikroplazmatu, solární články, defekty.

1. ÚVOD

PN přechod [1] je jednou z nejdůležitějších částí solárního článku. Jeho kvalita ovlivňuje životnost a účinnost solárního článku. Důležitou roli zde hrají lokální defekty v PN přechodu, které jsou způsobeny lokalizovanými oblastmi se zvýšenou koncentrací donorových nebo akceptorových příměsí, příměsí cizích prvků, dislokacemi nebo dalšími mechanismy, které se často projevují nižším průrazným napětím PN přechodu ve zpětném směru. Závěrný proud přechodem v oblasti před homogenním průrazem může být tvořen převážně vedením proudů těmito lokálními defekty. V místech zvýšené koncentrace volných nosičů náboje vzhledem k malým průřezům oblastí existuje velká proudová hustota, což může vést k silnému lokálnímu ohřevu a následně k lokální difuzi nebo tepelnému průrazu. Tento typ defektů může ovlivnit jak účinnost solárních článků v normálním provozním režimu v důsledku lokálních změn výšky potenciální bariéry PN přechodu, tak i jejich životnost v průběhu provozu v solárních panelech, kde se mohou v důsledku částečného zastínění ocitnout v závěrném stavu. V důsledku toho rapidně klesá výstupní výkon celého panelu a může dojít ke zničení příslušného solárního článku.

Ke zjištění zmiňovaných defektů lze využít několika základních metod [2]: měření závěrného proudu v závislosti na závěrném napětí, měření efektivní hodnoty úzkopásmového šumového proudu, měření výkonové spektrální hustoty závěrného šumového proudu, měření záření emitovaného v oblastech lokálních defektů a měření elektrické odezvy na lokální ozáření. Další informace mohou být získány při studiu lokálních oblastí v blízkém optickém poli nebo za použití elektronového mikroskopu.

Experimenty ukázaly, že na základě námi použité metody je možné pozorovat dva typy šumu. Typ A [3] (šum mikroplazmatu). Tento šum patří mezi impulzní šумы a je způsoben lokálními lavinovými průrazy v malé oblasti přechodu. Projevuje se často ve formě náhodných dvou nebo více hladinových obdélníkových proudových impulzů s konstantní výškou, náhodnou dobou vzniku a náhodnou dobou trvání impulzů.

Druhý typ šumu, označovaný jako B, je silně nestacionární a jde pravděpodobně o výsledek tepelných průrazů PN přechodu [4].

2. KORELACE OPTICKÝCH A ELEKTRICKÝCH PROJEVŮ SOLÁRNÍCH ČLÁNKŮ

V tomto experimentu byla zkoumána souvislost mezi elektrickými a optickými projevy solárních článků. Bylo provedeno měření časových charakteristik a měření šumového napětí optického a elektrického signálu.

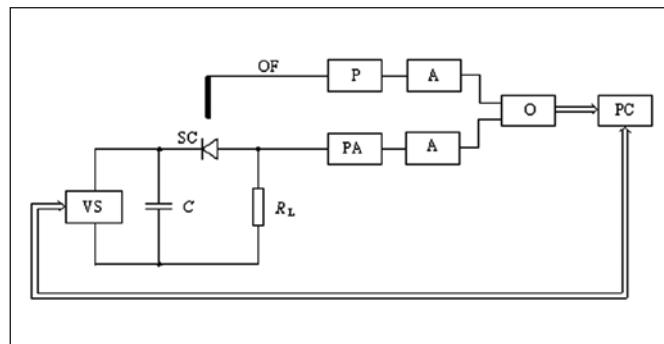
Z důvodů velké plochy přechodu a výskytu značného počtu defektů u celých solárních článků je velmi obtížné analyzovat

jednotlivé šумы a určit zdroje těchto šumů. Z tohoto důvodu se měření provádí pro určité fragmenty celých článků.

Měření bylo uskutečněno s fragmentem článku s označením K2, jehož velikost je přibližně 1 cm². U tohoto vzorku se vyskytují tři oblasti lokálních průrazů pro závěrná napětí 9,75 V, 10,50 V a 11,88 V, což je patrné z obr. 6.

2.1 Měření časových průběhů elektrického a optického signálu

Zapojení pracoviště pro měření časových průběhů je vidět na obr. 1.



Obr. 1 Zapojení pracoviště pro měření časových průběhů

K nastavení vhodného závěrného napětí, kdy dochází k emisi záření, se používá počítačem řízený napěťový zdroj VS (Agilent E3649A), ke kterému je paralelně připojen filtrační kondenzátor C a zatěžovací odpor R_L . V obvodu je dále v závěrném stavu připojen solární článek SC.

Elektrický signál je snímán na zatěžovacím odporu $R_L = 5,17 \Omega$. Získaný signál je dále zesílen předzesilovačem PA (3S Sedlak PA 31) a zesilovačem A (CNRL 3S Sedlak).

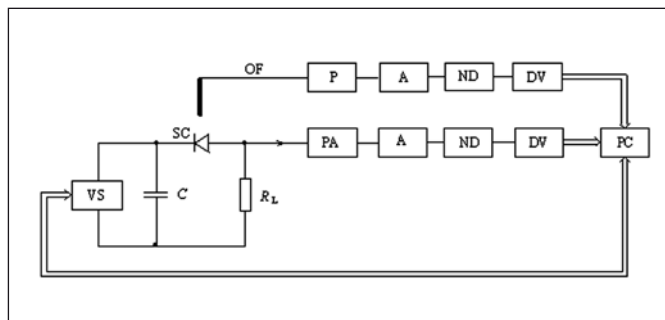
Optické vlákno OF je umístěno nad solární článek v oblasti, kde je detekováno záření a jeho prostřednictvím je snímán optický signál vyzařovaný z tohoto místa. Optický signál jde do fotonásobiče P a následně je zesílen zesilovačem A (CNRL 3S Sedlak).

Elektrický a optický signál je přiveden na vstup osciloskopu O (Agilent DSO6014A) a jejich hodnoty jsou ukládány v počítači PC.

2.2 Měření šumového napětí elektrického a optického signálu

Při měření šumového napětí je pracoviště zapojeno podobným způsobem jako v předešlém případě a je vidět na obr. 2. V tomto

zapojení se navíc nachází šumový detektor ND (selektivní nanovoltmetr Unipan 237), což je analogový přístroj pro měření efektivní hodnoty úzkopásmového šumového signálu. Během měření byly použity dva Unipany, jejichž základem je selektivní zesilovač. V horní větvi je naladěna na frekvenci 10 kHz pro optický signál a ve spodní větvi 4,2 kHz pro elektrický signál. Napětí je měřeno digitálním voltmetrem DV a hodnoty jsou ukládány v počítači PC.



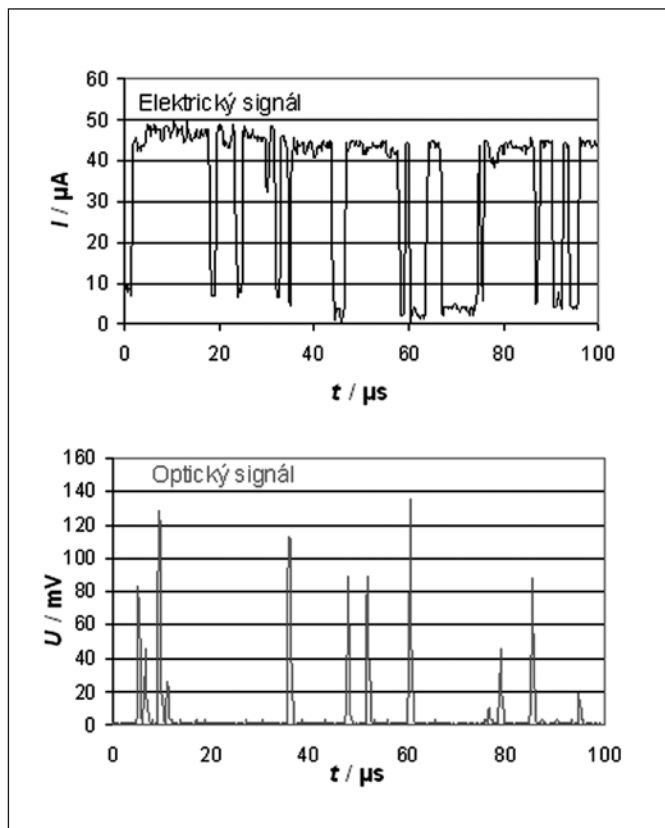
Obr. 2 Zapojení pracoviště pro měření šumového napětí elektrického a optického signálu

Během tohoto měření byla zkoumána závislost šumového napětí elektrického a optického signálu, kdy bylo postupně nastavováno závěrné napětí od 0 do 15 V.

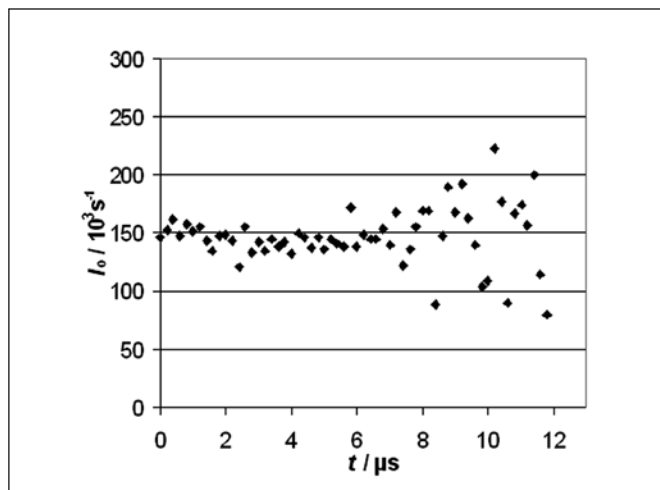
3. VÝSLEDKY

Naměřené a zpracované hodnoty časových průběhů prvního typu měření jsou uvedeny na obr. 3.

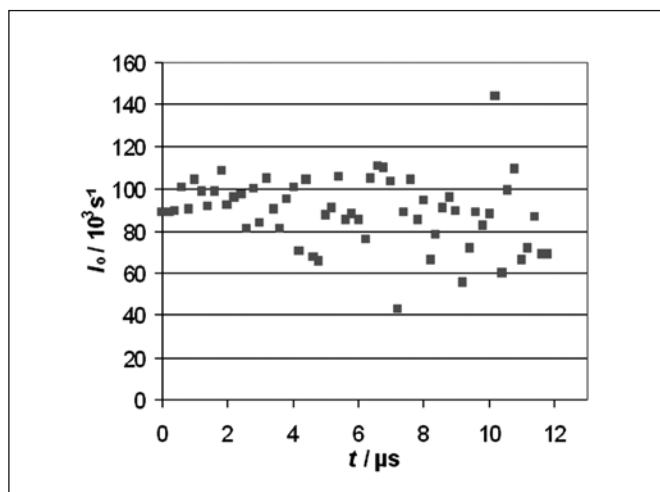
Z grafu je patrné, že počet detekovaných kvant za jednotku času (I_0) je v impulsu mnohem vyšší než v mezeře, proto můžu tvrdit, že záření vzniká v důsledku lokálních lavinových průrazů, kdy je detekován šum mikroplazmatu. Toto tvrzení podkládá i obr. 4 a obr. 5,



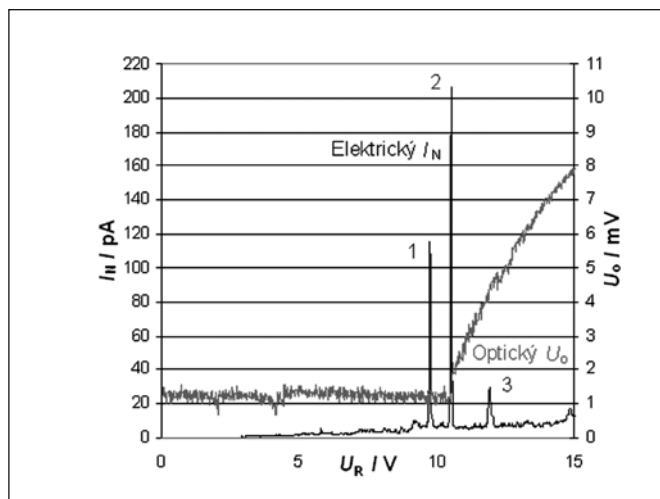
Obr. 3 Časové průběhy elektrického (šum mikroplazmatu) a optického signálu



Obr. 4 Počet optických impulsů detekovaných za jednotku času v průběhu trvání impulsu



Obr. 5 Počet optických impulsů detekovaných za jednotku času v průběhu trvání mezery

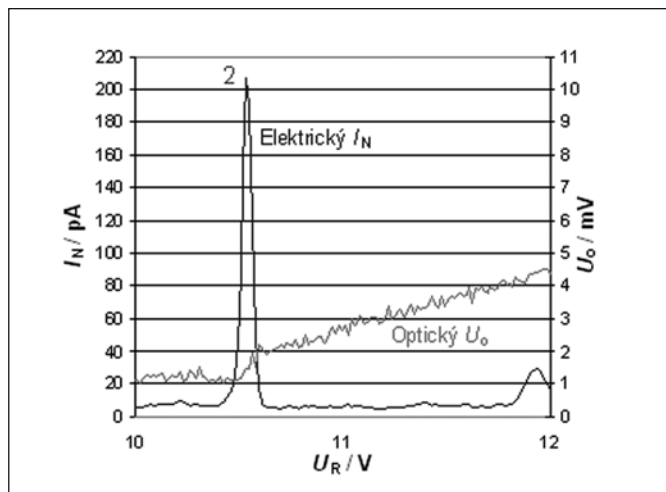


Obr. 6 Šumové napětí elektrického a optického signálu

kdy je jasně vidět, že počet detekovaných kvant je v průběhu trvání impulsu vyšší než v průběhu trvání mezery. Dále je vidět, že jednotlivé špičky se nenachází pouze v impulsu, ale mohou se vyskytovat i v mezerách, což je způsobeno vlivem temného proudu fotonásobiče.

Naměřené výsledky druhého typu měření jsou znázorněny na obr. 6.

Z průběhů je patrné, že poloha optického vlákna je nastavena do oblasti výskytu druhého šumu mikroplazmatu. Jednotlivé špičky na křivce odpovídají bistabilnímu chování defektní lokální oblasti PN přechodu. Z těchto výsledků lze usoudit, že optický signál skutečně závisí na elektrickém signálu, kdy na obr. 7 je vidět zvětšená oblast druhého mikroplazmatu a lze si všimnout, že optický šum v této oblasti roste rychleji než při jiných závěrných napětích.



Obr. 7 Detail průběhu šumového napětí v oblasti druhého mikroplazmatu

4. ZÁVĚR

Provedené experimenty ukázaly, že záření vzniká v důsledku lokálních lavinových průrazů PN přechodu obr. 6. Toto tvrzení je podpořeno i faktem, že počet detekovaných kvant je v impulzu mnohem vyšší než v mezeře. Podařilo se prostorově lokalizovat konkrétní oblast, kde vzniká šum mikroplazmatu a poloha optického vlákna byla této oblasti přizpůsobena. Měření se dá využít v nedestruktivní diagnostice lokálních defektů PN přechodů solárních článků.

Poděkování

Tento příspěvek vznikl při řešení výzkumného záměru MSM 0021630503 MIKROSYN „Nové trendy v mikroelektronických systémech a nanotechnologiích“ podporovaného MŠMT ČR a grantu GA ČR 102/09/H074 „Diagnostika defektů v materiálech za použití nejnovějších defektoskopických metod“.

Literatura

- [1] http://oklike.c-a-v.com/soubory/vlcek_zaklady_elektroniky4.htm
- [2] <http://www.mmspektrum.com/clanek/nedestruktivni-testovani-jeho-poslani-soucasny-stav-a-trendy>
- [3] Koptavý, P. Nedestruktivní diagnostika a fyzika dielektrik. Elektronické texty VUT Brno, 2006. 102 stran.
- [4] Macků, R., Koptavý, P., Škarvada, P. Šum mikroplazmatu solárních článků. Non-destructive testing in engineering practice. Brno (ČR): FAST při VUT v Brně, 2007, str. 71 – 75. ISBN 978-80-7204-549-5.

Ing. Petr Paračka, e-mail: xparac01@stud.feec.vutbr.cz, tel.: 541 143 259

Doc. Ing. Pavel Koptavý, CSc., Ph.D., e-mail: koptavy@feec.vutbr.cz, tel.: 541 143 394

Ing. Alexandr Knápek, e-mail: xknape03@stud.feec.vutbr.cz, tel.: 541 143 257

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav fyziky, Technická 8, 616 00 Brno

Metalworking and CNC Machine Tool Show China

Ve dnech 3. – 7. listopadu 2009 proběhne v Šanghaji na výstavišti New International Expo Centre (INIEC) veletrh **Metalworking and CNC Machine Tool Show China**. Také v desátém roce svého trvání se přední odborný veletrh obráběcích strojů, obrábění a zpracování kovů osvědčil v oblasti jižní Číny jako stabilní platforma pro navazování obchodních kontaktů. Výstavní spektrum zahrnuje celý sektor zpracování plechů. V roce 2009 jsou na programu především témata jako tvářecí technika, laserové řezací a svářecí stroje. Intenzivní synergické efekty očekávají letos zúčastněné firmy od paralelně probíhající akce Aerospace and Aviation Technology Show. Obzvláště odvětví letecké dopravy je v Číně na předním místě na seznamu průmyslových odvětví, které je třeba podpořit. Pro mezinárodní vystavovatele veletrhu Metalworking and CNC Machine Tool Show se nabízejí další vynikající příležitosti k navazování obchodních kontaktů s klienty veletrhu letectví. Kromě toho mohou jako v minulém roce vystavující podniky využít kontakty s účastníky paralelně probíhajících veletrhů **Energy Show** a **Industrial Automation Show**.

Podle odhadů expertů se Čínská lidová republika z krize zotaví pravděpodobně dříve než jiné země. Obrat je očekáván na podzim. Metalworking and CNC Machine Tool Show probíhající v listopadu je optimální příležitostí pro využití zlomu na trhu.

Jako při minulých akcích nabízí organizátor veletrhů mezinárodním a německým firmám možnost opět se prezentovat i v rámci společného stánku. Doprovodný program veletrhu obsahuje řadu zajímavých seminářů, workshopů, pódiových diskusí a fór.

Veletrh organizuje Hannover Milano Fairs Shanghai Ltd., dceřiná společnost veletržní správy Deutsche Messe AG, Hannover, společně s čínským partnerem Partner Shanghai World Expo (Group).

Internetová stránka veletrhu: www.metalworkingchina.com

Monika Brandt

Deutsche Messe přesídí do Bombaje

Veletřní správa Deutsche Messe letos přesídí se svými čtyřmi průmyslovými veletrhy do Bombaje. **10. – 13. prosince 2009 se uskuteční na výstavišti Bombay Exhibition Center CeMAT INDIA, ENERGY INDIA, MDA INDIA** a Industrial Automation INDIA. Svými aktivitami v Bombaji chce veletřní správa Deutsche Messe rozšířit v Indii svou činnost a pro vystavovatele odkrýt další potenciál návštěvníků v západní části této země.

„Naši vystavovatelé by chtěli svojí účastí na veletrhu oslovit zákazníky v nejdůležitějších průmyslových centrech subkontinentu. Vzhledem k velikosti země a současným obtížným podmínkám dopravy to nelze zrealizovat v jednom veletřním místě. Proto jsme se rozhodli naše průmyslové veletrhy letos uspořádat v Bombaji. V žádném případě nemáme v úmyslu Bangalore zcela opustit, dokonce uvažujeme veletrhy střídavě organizovat v Bombaji a Bangalore, protože tak pokryjeme nejdůležitější průmyslové regiony země a její různé spádové oblasti,“ říká Wolfgang Lenarz, vedoucí odboru Global Fairs Deutsche Messe.

Se 14 miliony obyvateli je Bombaj nejen největším městem Indie, ale současně i nejdůležitější hospodářskou a finanční metropolí. Své sídlo zde mají největší burza země a mnoho průmyslových podniků. V minulém roce bylo v Bombaji zorganizováno 30 % mezinárodních veletrhů. Na veletrhy sem přijíždějí návštěvníci regionu Pune, který je sídlem silného automobilového průmyslu. Výstaviště Bombay Exhibition Center bylo otevřeno v roce 1991 a už léta je jedním z nejdůležitějších veletřních center Indie. Je odtud velmi příznivé spojení do středu města a na mezinárodní letiště. V bezprostřední blízkosti se nachází řada hotelů nejvyšších cenových kategorií. Indie zůstává přes celosvětovou finanční krizi nejvíce se rozvíjejícím trhem.

Internetová stránka veletrhu: www.hannovermesse.de/worldwide, www.ia-india.com, www.mda-india.com, www.cemat-india.com, www.energy-india.com

Brigitte Mahnken-Brandhorst

Z technické knihovny

Dotson, C. L.: Fundamentals of Dimensional Metrology (Základy metrologie geometrických veličin). 5. vyd., Thomson Delmar Learning, Clifton Park 2006, XI + 638 s., ISBN 1-4180-2062-1

Učebnice základov metrologie geometrických veličin voči predošlému 4. vydaniu (v r. 2003) doznala viacerých zdokonalení a doplnky. Autorka knihy sa pousilovala zvýšiť zrozumiteľnosť textu pre praktikov, doplnila súbory otázok na koncoch kapitol a aktualizovala aj viaceré informácie o súčasných meradlách v danej oblasti.

Dielo má nielen impozantný rozsah, ale je aj mimoriadne kvalitne ilustrované (810 obrázkov!). Pozoruhodné je zaradenie kontrolných otázok za každou kapitolou (celkovo 473 otázok s variantnými odpoveďami), čo môže byť dobrou pomôckou nielen študujúcich, ale aj pre pedagógov, ktorí s touto učebnicou budú pracovať. Taktiež treba oceniť stručné zhrnutie látky za každou kapitolou.

Text knihy autorka rozčlenila na 18 kapitol a 7 príloh, pričom na záver je uvedený aj stručný slovník a vecný index.

Prvé dve kapitoly predstavujú vlastne elementárne poznatky všeobecnej metrologie (stručná história, podstata merania, komunikácia v metrologii, metrický a imperiálny systém jednotiek, pravidlá zaoberajúce sa výslednými hodnotami apod.) Zvlášť zaujímavé sú state 2-4 a 2-5, kde sa vysvetľuje rozdiel v termínoch „správnosť“ (accuracy) a „presnosť“ (precision), pričom autorka súčasne priznáva, že nie vždy v odbornej angloamerickej literatúre vládne v tejto terminológii patričný poriadok.

Tolerancia a tolerovanie vo vzťahu k meraniu sú obsahom kap. 3, štatistika a pravdepodobnosť sú vysvetlené ako nástroje metrologie v kap. 4. 5. kapitola sa zaoberá všeobecne problematikou merania s prístrojmi, vybavenými stupnicami, čo vzhľadom na ďalší text pôsobí trochu zbytočne. Ďalšie dve kap. podávajú látku o dĺžkových meradlách, vybavených vernirom a mikrometrickou skrutkou (posuvky, výškomery, hĺbkomery, mikrometre). V stati 6-5 spomenuté tri elementy merania však nezodpovedajú realite procesu merania, ktorý obsahuje 5 základných prvkov (objekt merania, subjekt merania, metóda merania, podmienky merania, operátor)!

Rozsiahla 8. kap. je venovaná klasickým dĺžkovým mieram – koncovým mierkam. Je tu vysvetlená genéza ich vzniku, parametre, použitie a aj ich kalibrácia. Napriek ich vyše storočnej existencii sa zdá, že stále ide o „životaschopné“ meradlá! Kapitoly 9 a 10 obsahujú údaje o číselníkových odchýlkach a elektronických komparátoroch, ich princípoch, aplikácii a aj o ich kalibrácii.

11. kap. sa zaoberá problematikou pneumatických metód meraní dĺžok (aj s históriou, základnými princípmi a rôznymi aplikáciami v priemysle). 12. kap. svojou podstatou patrila snáď hneď za kap. 2, pretože tematicky sa

zaoberá kalibráciou. Tu treba poznamenať, že text mal byť značne rozsiahlejší, aj vzhľadom na význam kalibrácie pre správne výsledky merania! Vôbec tu absentujú také otázky, ako výber vhodného etalónu pri kalibrácii, rekalibračný interval, či aspon zmienka o optimálnom kalibračnom kroku. V 13. kap. sa hovorí o optických etalónoch rovinnosti a o meraní odchýlok rovinnosti a priamkovitosti (zámerné ďalekohľady, prizmy, optické polygóny, teodolity apod.). Uvedené sú aj princípy optickej metrologie, to ale patrí do kap. 18. Aj state 13-9 a 13-11 mali byť skôr v kap. 15 a nie v tejto kapitole! Podobne možno vytknúť, že v kap. 14 je zmienka o odchýlkach kolmosti, čo jednoznačne patrí do sféry angulárnej metrologie, a to je predmetom kapitoly 15.

Meraním parametrov drsnosti povrchu sa zaoberá kap. 16, prečo sa tu však vyskytuje i meranie odchýlok kruhovitosti, je málo pochopiteľné. Kapitola 17 o súradnicových meracích strojoch je nielen veľmi stručná, ale svojou koncepciou a obsahom nevystihuje význam tejto prístrojovej techniky pre moderné meranie geometrických veličín. Určite tu mala byť aj zmienka o metódach kalibrácie týchto meradiel a podrobnejší prehľad o význačných súčasných výrobcov (napr. vo forme tabuľkových prehľadov aj s uvedením základných metrologických charakteristík).

Posledná, 18. kap. diela sa zameriava na otázky optickej metrologie. I keď ide o trochu vágny termín, z textu je zrejme, že autorka opisuje len problematiku meracích mikroskopov a optických komparátorov, používaných na meranie geometrických veličín. Zaujímavá je tu stať 18-6, zaoberajúca sa špeciálne správnosťou optických komparátorov. Z príloh stoja za zmienku najmä nasledovné: B – prevodné tabuľky palcov na milimetre a opačne, D – násobky a diely jednotiek sústavy SI, F – adresy internetových stránok, majúcich vzťah k metrologickým témam. Príloha G však neznesie kritiku – bibliografia je ako početne (13 citovaných prameňov), tak aj tematicky (predovšetkým sú tu uvedené monografie zo štatistiky, kvality apod.) celkom nedostatočná!

Posledné časti diela – slovník a vecný index – sú dobrou pomôckou pri štúdiu (najmä pre čitateľov, ktorí nie sú celkom oboznámení s americkými reáliami), je tu však uvedených nie všetko, čo sa v diele nachádza. Záverečné hodnotenie recenzenta (napriek niektorým vyššie uvedeným výhradám) je v každom smere pozitívne: ide o dielo, ktoré poskytuje každému záujemcovi o problematiku merania geometrických veličín značné penzum relevantných vedomostí, využitelných v každodennej praktickej činnosti. Samozrejme, pri štúdiu tejto monografie je potrebné rešpektovať zásadu, že nie všetko možno nekriticky prevziať a aplikovať. Kritické a analytické myslenie pri čítaní akéhokoľvek odborného textu je nevyhnutnou podmienkou pre jeho dobré pochopenie.

I. Brezina

CONTENTS

Brno University of Technology, Faculty of Electrical Engineering and Communication, Physics Department

(L. Grmela, P. Tománek).....271

The paper shortly overviews a history and describes recent activities of the Physics department of the Faculty of Electrical Engineering and Communication, Brno University of Technology. The increasing role of the department in education as well as in basic and applied research of novel technologies in Electronics, Optoelectronics, and Nanotechnology is mainly stressed.

RTS noise in MOSFETs (J. Pavelka, J. Šikula, M. Tacano, M. Toita).....273

Low-frequency noise in MOSFETs is given mainly by $1/f$ -like noise and RTS (random telegraph signal) noise components, generated by charge carriers capture and emission by traps near channel. In this paper experimental results on RTS noise amplitude and mean capture and emission times are analysed as a function of applied bias and temperature and traps characteristics, such as activation energy and their position in channel are estimated.

Keywords: RTS noise, $1/f$ noise, MOSFET, traps

Measurement of solar cell surface for microplasma discharges presence acknowledgement in the PN junction structure (O. Krčál).....280

The microplasma discharges in the PN junction local defect regions are as a rule, accompanied by the emission of light. This radiation from solar cell PN junctions was measured by means of an optical fiber connected to the optical input of a photomultiplier. By inching the fiber by means of computer controlled X-Y plotter above the cell surface a 2-D image of the irradiation local regions has been created. It is seen that a cell of a superficial area of 100 square cm contains a large number of defects, which depends on applied reverse voltage. This method can be a convenient tool for study and diagnostics of optoelectronic devices. The main thesis goal is to uncover the radiation features as spectrum and voltage dependency. The occasion of emission generation will be determined.

Keywords: solar cell, PN junction, avalanche breakdown, light emission

Optical methods for electric quantities measurement in pulsed power applications (P. Drexler, P. Fiala).....282

The principles of optical methods which are suitable for measurement of electric quantities in pulsed power systems are presented. The utilization of these methods considers extreme parameters of the quantities in the meaning of the top value and time duration. The methods exploit electro-optic effect for the pulsed high-voltage measurement and magneto-optic effect for the pulsed current measurement. The principle of electro-optic effect is described by means of tensor calculus together with the Jones calculus. The principle description of magneto-optic effect utilizes a simple model of harmonic electron oscillator as a part of optical medium. The Jones calculus analysis follows then. The advantages of dual orthogonal polarimetry method for evaluation of optical signal are presented and the basic analytic description is given. The dual orthogonal polarimetry method is demonstrated on the model application of pulsed current measurement.

Keywords: Electro-optic effect, magneto-optic effect, linear birefringence, circular birefringence, polarimetry, pulsed power systems, Jones calculus

SSilicon solar cells pn junction geometry and location assessment using CU characteristic measurement

(R. Macků, P. Koktavý).....291

This paper briefly deals with the determination of the solar cells n^+p junction exact position. A consideration of this position should be very important for the interpretation of experimental characteristics with non-standard behaviour as a probable consequence of pn junction area reduction or its enlargement. For the analysis the method based on the simulation of diffusion process and the n^+ emitter concentration profile has been used. The position of pn junction follows from the analysis and we show that the effective area of the pn junction does not vary critically.

Keywords: Solar cell, CU characteristics, depletion approximation, effective area

RNDr. Vladimír Chlup in his sixtieth (Z. Lošťák).....294

Ing. Miroslav Jedlička, CSc. 80 years old (P. Tománek).....294

Correlation between optical and electrical properties of solar cells (P. Paračka, P. koktavý, A. Knápek).....296

The correlation between optical and electrical properties of solar cells was studied in this paper. Microplasma noise appears in solar cells when there is certain bias voltage applied to the junction which is less than breakdown voltage of the whole nondefect area of the junction. This effect can be accompanied with radiation emission from local areas of PN junction. The aim of the study is to verify that microplasma noise (electrical signal) induces radiation emission (optical signal).

Keywords: PN junction, microplasma noise, solar cells, defects.

Metalworking and CNC Machine Tool Show China

(M. Brandt).....298

Deutsche Messe přesídí do Bombaje

(B. Mahnken-Brandhorst).....299

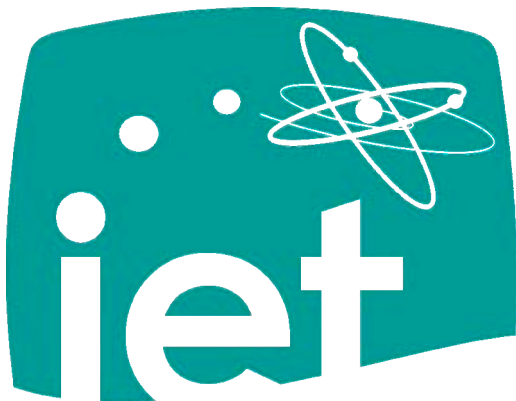
From technical library (I. Brezina).....299

ANOTACE

Měření a teoretické aproximace VA charakteristik MOSFET (M. Chvátal, V. Sedláková, J. Šikula, A. Knápek).....278

Článek se zabývá transportem nosičů náboje v kanálu tranzistoru typu MOSFET za předpokladu, že pohyblivost elektronů nezávisí na intenzitě podélného elektrického pole, určeného napětím na kolektoru a koncentrací elektronů v kanálu je exponenciální funkcí rozdílového napětí mezi elektrodou hradla a křemíkového substrátu. V tomto případě je celkový proud složen z proudu driftového a difuzního a je určen poměr mezi oběma složkami. Za těchto předpokladů je odvozeno rozdělení koncentrace nosičů a závislost napětí na poloze v kanálu.

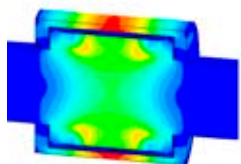
Klíčová slova: VA charakteristika, MOSFET, koncentrace elektronů, difuzní proud, driftový proud



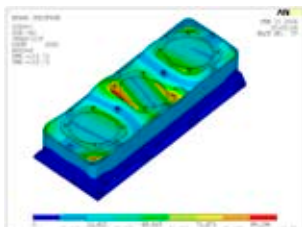
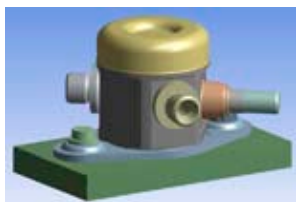
institute of
experimental
technology



prototypa



SVS FEM
Your partner in computing



ABB



Vysoké učení technické v Brně

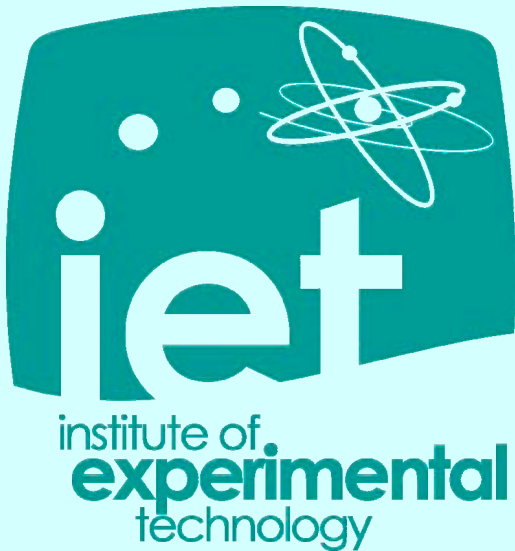
Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií

Institut experimentálních technologií

Kolejní 2906 / 4, 612 00 Brno

tel: +420 541 149 511

<http://www.ietbrno.eu>



Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky **UJEE**



Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií

Institut experimentálních technologií

Kolejní 2906 / 4, 612 00 Brno

tel: +420 541 149 511

<http://www.ietbrno.eu>