

ТЕХНИЧЕСКИ УНИВЕРСИТЕТ – СОФИЯ Факултет Електронна Техника и Технологии Катедра Микроелектроника

Доц. д-р Дориан Асенов Минков

ХАРАКТЕРИЗИРАНЕ НА ТЪНКИ СЛОЕВЕ И ПОВЪРХНОСТНИ ЦЕПНАТИНИ В МЕТАЛИ ПОСРЕДСТВОМ ЕЛЕКТРОМАГНИТНИ МЕТОДИ И ТЕХНОЛОГИИ

ΑΒΤΟΡΕΦΕΡΑΤ

на дисертация за придобиване на научна степен "ДОКТОР НА НАУКИТЕ"

Област: 5. Технически науки

Професионално направление: 5.2 Електротехника, електроника и автоматика Научна специалност: Микроелектроника

СОФИЯ, 2018 г.

Дисертационният труд е обсъден и насочен за защита от Катедрения съвет на катедра "Микроелектроника" към Факултет Електронна Техника и Технологии на ТУ-София на редовно заседание, проведено на 23.04.2018 г..

Публичната защита на дисертационния труд ще се състои на 01.10.2018 г. от 13,00 часа в Конферентната зала на БИЦ на Технически университет – София на открито заседание на научното жури, определено със заповед №: ОЖ- 134 / 26.04.2018 г. на Ректора на ТУ-София в състав:

1. Проф. д-р инж. Валентин Христов Видеков – председател

- 2. Проф. д-р инж. Марин Христов Христов член
- 3. Проф. дтн инж. Камен Венциславов Фильов член
- 4. Проф. дтн инж. Тихомир Борисов Таков научен секретар
- 5. Проф. дфн Дианка Димитрова Славова-Нешева член
- 6. Проф. дфн Елена Вадимова Стойкова член
- 7. Проф. д-р Петко Костадинов Витанов член

Рецензенти:

- 1. Проф. д-р инж. Валентин Христов Видеков
- 2. Проф. дфн Дианка Димитрова Славова-Нешева
- 3. Проф. д-р Петко Костадинов Витанов

Материалите по защитата са на разположение на интересуващите се в канцеларията на Факултет Електронна Техника и Технологии на ТУ-София, блок № 1, кабинет № 1355.

Изследванията по дисертационната разработка са направени от автора.

Автор: Доц. д-р Дориан Асенов Минков Заглавие: ХАРАКТЕРИЗИРАНЕ НА ТЪНКИ СЛОЕВЕ И ПОВЪРХНОСТНИ ЦЕПНАТИНИ В МЕТАЛИ ПОСРЕДСТВОМ ЕЛЕКТРОМАГНИТНИ МЕТОДИ И ТЕХНОЛОГИИ Тираж: 50 броя Отпечатано в ИПК на Технически университет – София

І. ОБЩА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ДИСЕРТАЦИОННИЯ ТРУД

Актуалност на проблема

Съществуването на твърдите и меките вещества е следствие на електромагнитните сили на взаимодействие между отделни атоми и молекули. Поради това и многообразието на начините на взаимодействие между външни електромагнитни полета и веществата, електромагнитните методи и технологии са най-често използвани за характеризирането на материали.

Оптичните и електричните характеристики на тънките слоеве могат да бъдат пресметнати с използване на спектралните зависимости на показателя на пречупване $n(\lambda)$ и показателя на затихване $k(\lambda)$ на слоя, които се влияят от технологичните условия на създаване на слоя. Поради в много случаи, за създаване на висококачествени прибори за оптиката, това. оптоелектрониката и магнитооптиката се изисква познаване на точните стойности на $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ на тънък светопропускащ слой. За определяне на $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ на тънък слой с дебелина между 500 5000 nm, в областите от λ съответстващи на междинно и слабо поглъщане и квазиnm и прозрачност на слоя, най-често се използва методът на обвивките (МО) на Сванепул. МО на Сванепул е основан на анализ на интерференчен спектър на пропускане $T(\lambda)$ на тънкия слой нанесен върху подложка и сканиран при нормално падане на светлина от спектрофотометър, поради което го наричаме също 'MO за $T(\lambda)$ '. Оказва се обаче, че MO за $T(\lambda)$, както и неговата разновидност - графичния MO за $T(\lambda)$ имат следните недостатъци: не позволяват безмоделно определяне на ширината на забранената зона $E_{\rm g}$ и типа на преобладаващите електронни преходи от свързани състояния на електрони до проводимата зона; не отчитат поглъщането в обикновено използваните стъклени подложки; водят до големи грешки в пресмятанията когато слоя няма широка област на квази-прозрачност; и съдържа три или четири субективно избрани параметъра. Изследвания на автора на настоящия труд показаха, че първият от тези недостатъци на MO за $T(\lambda)$ и на графичния MO за $T(\lambda)$ може да бъде избегнат посредством използване на интерференчния спектър на отражение $R(\lambda)$ на тънкия слой върху подложката. Освен това, не съществуват алгоритми за точно компютърно пресмятане на двете обвивки на интерференчния спектър, които са нужни за точно характеризиране на тънкия слой и за компютъризиране на целия използван алгоритъм на МО.

От друга страна, при използване на метални детайли в критични условия, като високо налягане, многократно повтарящо се въздействие на външна сила и контакт с химически активна среда, на повърхността на детайлите могат да се появят цепнатини с типични дължини ~ 1 mm, ширини < 1 mm и дълбочини > 1 mm (ПЦ). Възникването на такива ПЦ може да доведе до значителни материални загуби или катастрофални последствия в области от икономиката като атомната енергетика, тръбопроводния транспорт, авиацията и космонавтиката и железопътния транспорт. Характеризирането на такива ПЦ е относително ново направление за изследвания, като чисто оптичните методи са неподходящи за тази цел. Голяма част от металите, обаче, имат значителна електропроводимост и магнитни свойства; а желязото, което е основния елемент на широко използвани стомани, има феромагнитни свойства. Поради тези причини е необходимо създаване на нови електромагнитни технологии за характеризиране на ПЦ в метални детайли, които да бъдат разработени за стоманени детайли.

Цел на дисертационния труд, основни задачи и методи за изследване

Основната цел на дисертационния труд е:

Постигане на прогрес в развитието на електромагнитните методи и технологии за характеризиране на материали посредством: подобряване на възможностите и качеството на характеризиране на тънки слоеве с използване на спектрофотометричния метод на обвивките (MO), и създаване на нови технологии за характеризиране на повърхностни цепнатини в метални детайли. За постигане на тази цел са поставени за разрешаване следните основни задачи:

- Да бъде създаден и разработен МО за безмоделно характеризиране на тънък слой с използване на интерференчния спектър на отражение $R(\lambda)$ на слоя върху стъклена подложка.

- Да бъде създадена и разработена технология за усъвършенстване на МО и на графичния МО, за характеризиране на тънък слой от интерференчния спектър на пропускане $T(\lambda)$ на слоя върху стъклена подложка, посредством: отчитане на поглъщането в подложката, коригиране за точно характеризиране на слоя независимо от това дали той има или няма широка област на квази-прозрачност, и определяне на оптималните стойности на регулируемите параметри на съответния алгоритъм на МО.

- Да бъдат създадени алгоритми и компютърен код за точно пресмятане на двете обвивки на интерференчен спектър на пропускане $T(\lambda)$ и на интерференчен спектър на отражение $R(\lambda)$ на тънък слой върху стъклена подложка.

- Да бъдат създадени нови електромагнитни технологии за характеризиране на повърхностни цепнатини в метални детайли, които да бъдат разработени за стоманени детайли.

Основните изследвания относно характеризирането на тънки слоеве за настоящия труд бяха извършени: в Института по Микроелектроника и Оптоелектроника в Ботевград, в периода 1989-1990 г.; през време на работата ми с проф. Сванепул в Ранд Африканс Университета в Йоханесбург, Република Южна Африка, в периода 1991-1992 г.; в Колежа по Енергетика и Електроника в Ботевград, към ТУ-София, в периода 2015-2018 г.; и в резултат от дългогодишното ни сътрудничество с групата на проф. Маркез от Университета на Кадиз, в Испания. Изследванията относно характеризирането на повърхностни цепнатини в метални детайли бяха извършени през време на работата ми в Института по Счупвания и Надеждност към Университета на Тохоку в Сендаи, Япония, в периода 1996-2001 г.

Научна новост

Най-значителните научни новости се изразяват в създаване, разработване и използване на следните оригинални електромагнитни методи, технологии и алгоритми за характеризиране на материали:

- 1. МО за безмоделно характеризиране на светопропускащ тънък слой от интерференчния спектър на отражение $R(\lambda)$ на слоя върху прозрачна стъклена подложка, който наричаме 'MO за $R(\lambda)$ '.
- 2. МО за безмоделно характеризиране на светопропускащ тънък слой от интерференчните спектри $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$ на слоя върху прозрачна стъклена подложка, който наричаме 'MO за $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$ '.
- 3. Две технологии за усъвършенстване на МО за *T*(λ), и на графичния МО за *T*(λ) посредством: отчитане на поглъщането в подложката, коригиране за точно характеризиране на тънък слой без широка област на квази-прозрачност и оптимизиране на регулируемите параметри, основано на минимизиране на нововъведен показател на грешката.
- 4. Два алгоритъма и компютърен код за точно пресмятане на двете гладки обвивки: на интерференчен спектър на пропускане $T(\lambda)$; и на интерференчен спектър на отражение $R(\lambda)$ на тънък слой върху стъклена подложка.
- 5. Три технологии за характеризиране на повърхностни цепнатини в метални детайли посредством: ТУМП с датчик на Хол; ТУМП и ефекта на Фарадей; и високочестотен ток и измерване с контурна антена.

Практическа приложимост

Според мнението на водещи международни експерти в областта на характеризиране на тънък слой от интерференчни спектри на слоя върху стъклена подложка, нашата група е единствената която може да характеризира точно слоя, независимо от това дали той има или няма широка област на квази-прозрачност, както и от това дали той има равномерна или неравномерна дебелина върху прозрачната или непрозрачна подложка. От друга страна, **анализ на**

цитиранията по години показва, че както основополагащата публикация [109] относно МО за $T(\lambda)$ на Сванепул, с общо над 3800 цитирания, така и споменатите в апробацията публикации {2} относно МО за $R(\lambda)$, и {1} относно МО за $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$ на Д. Минков и др., са цитирани най-много през 2017 г. Въз основа на тези данни, нашата група по характеризиране на тънки слоеве планира да направи каквото е необходимо, за да стане възможно и за други организации или хора да характеризират точно тънък слой от интерференчни спектри на слоя върху стъклена подложка.

Трите технологии посредством ТУМП с датчик на Хол, ТУМП и ефекта на Фарадей, и високочестотен ток и измерване с контурна антена, се използват понастоящем за характеризиране на повърхностни цепнатини в метални детайли в Института по Счупвания и Надеждност към Университета на Тохоку в Сендаи, Япония.

Апробация

МО за $R(\lambda)$ е известен в научната литературата като метод на Д. Минков и публикацията $\{2\}$, в която той е представен, е цитирана 119 пъти, по данни от уеб сайта Google Hayka.

Публикацията {1} на Д. Минков, в която е предложен МО за $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$, е цитирана 66 пъти, по данни от Google Наука.

Публикацията {13}, в която е показано как да се отчита поглъщането в подложката в МО за $T(\lambda)$ на Сванепул, е цитирана 52 пъти според Google Hayka.

Публикацията {22}, в която е описана технологията за характеризиране на повърхностни цепнатини в метални детайли посредством ТУМП с датчик на Хол, е цитирана 46 пъти по данни от Google Hayka.

Шест от публикациите по дисертацията бяха представени от Д. Минков на международни научни конференции, както следва: 2 – в САЩ, 1 – в Япония, 1 – в Италия, 1 – в Унгария и 1 – в България.

Публикации

Основни постижения и резултати от дисертационния труд са публикувани в Дисертацията е свързана с изследвания на автора, които са публикувани в общо 26 публикации на Английски език, със следното разпределение:

В рецензирани научн	и списания – 20 бр .	В рецензирани издания н	на конференции – 6 бр.
В чужбина – 20 бр.	В България – 0 бр.	В чужбина – 5 бр.	В България – 1 бр.
Самостоятелни	Самостоятелни	Самостоятелни	Самостоятелни
— 5 бр.	— 0 бр.	-0 бр.	— 0 бр.
С импакт фактор		С импакт фактор	
— 20 бр.		— 1 бр.	

От всичките 20 публикации в научни списания в чужбина, 19 са в списания с импакт фактор > 1, и 7 - в списания с импакт фактор > 2.

Структура и обем на дисертационния труд

Дисертационният труд е с обем от 250 страници, като включва: Увод, шест Глави, Списък на използваната литература, Списък на публикациите по дисертацията и Списък на основните приноси. Цитирани са 232 литературни източници на английски език. В отделните глави са включени 108 фигури и 18 таблици. В автореферата, номерата на използваните фигури, таблици, уравнения и литературни източници са същите както в дисертацията.

Глава 1 / Основни характеристики на разпространението на светлина в материални среди и оптични структури

1.1 Разпространение на електромагнитна вълна в материална среда

Представени са основните електромагнитни характеристики на светлина, която се разпространява във вакуум. Отбелязано е, че в настоящия труд светлината се разглежда като електромагнитна вълна, с дължина на вълната λ , включваща инфрачервената, видимата и ултравиолетовата области от електромагнитния спектър. Показана е връзката между енергията на фотона E и дължината на вълната λ . Подчертано е, че в този труд се разглеждат хомогенни, изотропни и немагнитни твърдотелни оптични среди. Представени са основните оптични характеристики на средите относно преминаване на светлина през тях: показател на пречупване $n(\lambda)$, показател на затихване $k(\lambda)$, и комплексен показател на пречупване $\tilde{n}(\lambda)$. Изразени са електричното поле $\tilde{E}(z,t)$ и интензитета I(z) на светлината разпространяваща се в среда.

1.2 Терминология относно разпространението на светлина през слой или тънкослойна оптична структура

Тънък слой се дефинира като слой с дебелина от 1 nm, до няколко µm. Поради механичната неустойчивост и чупливост на тънките слоеве, обикновено те се изготвят върху пластинки с дебелина от порядъка на 1 мм. При пропускане на светлина през оптична структура (ОС) състояща се от поне един тънък слой и поне една пластинка (TOC), средите ca номерирани в последователност на пропускането на светлината през тях, започвайки с 0 за околната среда от която светлината пада върху ТОС. В Глави 1 до 4 се предполага, че повърхността ј-1,ј между всеки две съседни среди номерирани с ј-1 и ј е идеално гладка, и че всеки слой номериран с ј е равномерен слой с дебелина d_i по цялата си повърхност; като всяка от пластинките от Глави 1 до 5 се разглежда като равномерна, както е показано на Фиг. 1.3. Съответно се предполага, че всяка ОС обсъдена в Глави 1 до 4 е плоскопаралелна. Горен индекс 'Т' се отнася

за падаща и пропускана светлина, и 'R' - за отразена светлина, в Глава 1.



1.3 Пропускане и отражение на светлина на повърхността между две среди

Изразени са нормалните компоненти $\tilde{E}_{\perp}(z_{\perp},t)$ на електричното поле, и $I_{\perp}(z_{\perp})$ на интензитета на светлината относно повърхност между две съседни среди, през които се пропуска светлината.

Дефинирани са амплитуден коефициент на пропускане $\tilde{t}_{j:l,j}$ и амплитуден коефициент на отражение $\tilde{r}_{j:l,j}$ на повърхността j-1,j , за s- или p- поляризирана светлина, съобразно с формулите на Френел. $\tilde{t}_{j:l,j}$ е отношение на \tilde{E}_{\perp}^{T} на пропусканата и падащата светлина за повърхността j-1,j и

 $\tilde{t}_{j:l,j}$ е отношение на \tilde{E}_{\perp}^{R} на отразяваната светлина към \tilde{E}_{\perp}^{T} на падащата светлина за повърхността j-1, j – Фиг. 1.4. Представени са оригинални изрази за амплитудите $\tau_{j:l,j}$ и $\rho_{j:l,j}$, и фазите $\theta_{j:l,j}$ и $\Delta_{j:l,j}$ на амплитудните коефициенти на пропускане $\tilde{t}_{j:l,j}$ и на отражение $\tilde{t}_{j:l,j}$ на повърхността j-1, j, в зависимост от комплексните показатели на пречупване $\tilde{n}_{j:l,j}$ и \tilde{n}_{j} , при падане на s- или p- поляризирана светлина под ъгъл Φ към TOC.



Фиг. 1.4. При падане на неполяризиран светлинен лъч върху повърхността j-1, j между двете съседни среди j-1 и j, част от лъча се пропуска през повърхността, а друга част се отразява от нея. Всеки от тези три светлинни лъча е представен като суперпозиция от sполяризирана светлина (плътни точки) и pполяризирана светлина (двустранни стрелки).

Формулирани са коефициента на пропускане $T_{j-1,j}$ и коефициента на отражение $R_{j-1,j}$ на повърхността j-1,j. $T_{j-1,j}$ е отношение на I_{\perp}^{T} на пропусканата и падащата светлина за повърхността j-1,j и $R_{j-1,j}$ е отношение на I_{\perp}^{R} на отразяваната светлина към I_{\perp}^{T} на падащата светлина за повърхността j-1,j.

1.4 Преминаване на светлина през слой

При наклонено падане ($\Phi > 0$) и еднократно преминаване на светлина през слой ј с дебелина d_j, е формулиран оригинален амплитуден коефициент на прозрачност \tilde{f}_j на слоя, и е изразен коефициент на прозрачност x_j на слоя. \tilde{f}_j представлява отношение на \tilde{E}_{\perp}^{T} на повърхностите j,j+1 и j-1,j в слоя j. x_j е отношение на I_{\perp}^{T} на повърхностите j,j+1 и j-1,j в слоя j – Фиг. 1.5.

За нормално падане на светлината са показани опростени изрази за $\tilde{t}_{j\cdot l,j}$, $\tilde{r}_{j\cdot l,j}$, $\tau_{j\cdot l,j}$, $\rho_{j\cdot l,j}$, $\theta_{j\cdot l,j}$, $\Delta_{j\cdot l,j}$, $T_{j\cdot l,j}$, $R_{j\cdot l,j}$, \tilde{f}_{j} и x_{j} , за s- или p- поляризирана светлина. Оказва се, че от тези величини само $\tilde{r}_{j\cdot l,j}$ и $\Delta_{j\cdot l,j}$ се формулират по различен начин за нормално падане на s- и p- поляризирана светлина.



1.5 Дефиниране на коефициент на пропускане и коефициент на отражение на ТОС. Спектрофотометри

Дефинирани са амплитуден коефициент на пропускане \tilde{t} и коефициент на пропускане T на TOC; както и амплитуден коефициент на отражение \tilde{r} и коефициент на отражение R на TOC. \tilde{t} е отношение на \tilde{E}_{\perp}^{T} под долната повърхност и над горната повърхност на TOC; като T е отношение на съответните I_{\perp}^{T} . \tilde{r} е отношение на \tilde{E}_{\perp}^{R} и \tilde{E}_{\perp}^{T} над горната повърхност на TOC; като R е отношение на съответните I_{\perp}^{R} и I_{\perp}^{T} .

Показано е, че въз основа на наличните формули за коефициентите $\tilde{t}_{j\cdot l,j}$ и $T_{j\cdot l,j}$ на пропускане на светлината през повърхността j-1,j, коефициентите $\tilde{r}_{j\cdot l,j}$ и $R_{j\cdot l,j}$ на отражение на светлината от повърхността j-1,j, и коефициентите \tilde{f}_j и F_j на прозрачност на слоя j, могат да бъдат пресметнати спектрите $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$, за всяка ТОС от разглеждания тип – Фиг. 1.6.



Пояснено е, че спектрите $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$ за ТОС се измерват най-често посредством прибори наречени спектрофотометри. Описано e принципното устройство на осигуряващ данни спектрофотометър, за видимата област от електромагнитния спектър – Фиг. 1.7. Споменато е, че светлината на такъв спектрофотометър изхода на обикновено е неполяризирана. Въведено е спектрофотометричен понятието типичен сноп светлина (ТССС).



коефициентът Показано e. че на пропускане на TOC за неполяризирана светлина се изразява като полусума от съответните коефициенти на пропускане на ТОС за s- или p- поляризирана светлина. Подобно на това, коефициентът на отражение за неполяризирана светлина се на ТОС изразява като полусума от съответните коефициенти на отражение на ТОС за s- или рполяризирана светлина.

1.6 Интерференция при пропускане на светлина през тънък слой

При пропускане на светлинен сноп през тънък слой, снопът се разделя на лъчи, преминаващи различни оптични разстояния, някои от които се пропускат и отразяват многократно на граничните повърхности и преминават многократно през слоя – Фиг. 1.8. Когато падащият сноп е монохроматичен, съществува интерференция на пропусканата през слоя светлина, в резултат на сумиране на фазите на всяка двойка лъчи пропускани едновременно през слоя в една и съща точка.



Когато ТССС пада върху тънък слой ј, за изразяване на амплитудния коефициент на пропускане $\tilde{t}_{j-1,j+1}$ на слоя трябва да бъдат използвани амплитудните коефициенти на пропускане $\tilde{t}_{j:l,j}$ и $\tilde{t}_{j,j+1}$ на двете повърхности на слоя, амплитудните коефициенти на отражение $\tilde{r}_{i,1,i}$ и $\tilde{r}_{i,j+1}$ на тези повърхности, и амплитудния коефициент на прозрачност \tilde{f}_i на слоя, тъй като те съдържат фазата на вълната, която e необходима описание за на интерференцията.

При пропускане на наклонено падаща TCCC през тънък слой ј от TOC са изведени необходими условия за наличие на усилваща и отслабваща интерференция. Представено е и необходимо условие за наблюдаване на интерференция, от което се изразява минималната дебелина на слоя за която може да бъде наблюдавана интерференция.

Тъй като TCCC е квази-монохроматична, времето на кохерентност t_c е крайно. От известното изискване за съществуване на времева кохерентност на интерфериращи вълни се изразява максималната дебелина на тънък слой ј от TOC, за която може да бъде наблюдавана интерференция при пропускане на TCCC през слоя. Формулирано е достатъчно условие за наблюдаване на интерференция в спектъра на пропускане на светопропускащ тънък слой ј, при използване на TCCC.

Обяснено е, че в настоящия труд се разглеждат светопропускащи тънки слоеве с дебелини [500, 4000] nm и показатели на пречупване [2, 4]. Показано е, че при нормално падане на ТССС върху произволен такъв тънък слой, достатъчното условие за наблюдаване на интерференция в $T(\lambda)$ е изпълнено за $\lambda < 2000$ nm. Това показва, че в спектъра на пропускане $T(\lambda)$ сканиран при нормално падане на ТССС върху светопропускаща ТОС във въздух, съдържаща който и да е тънък слой разглеждан в настоящия труд, ще има последователност от очевидни максимуми и минимуми.

1.7 Пропускане на светлина през пластинка

Отбелязано е, че в настоящия труд се разглеждат, придаващи механична устойчивост на ТОС, пластинки с дебелини [0.9, 3.5] mm и показатели на пречупване близки до 1.5. Показано е, че при нормално падане на ТССС върху всяка такава пластинка, изискването за съществуване на времева кохерентност на интерфериращи вълни не е изпълнено. Това означава, че при нормално падане на ТССС върху която и да е пластинка разглеждана в настоящия труд, спектъра на пропускане на пластинката няма да съдържа очевидни максимуми и минимуми.

Когато ТССС пада върху пластинка j, за формулиране на коефициента на пропускане $T_{j:l,j+1}$ на пластинката се използват коефициента на прозрачност x_j на слоя, коефициентите на пропускане $T_{j:l,j}$ и $T_{j,j+1}$ на двете повърхности на слоя, и коефициентите на отражение $R_{j:l,j}$ и $R_{j,j+1}$ на тези повърхности, тъй като те не съдържат фазата на вълната.

Случаят на отражение на светлина от тънък слой е анализиран подобно на изследвания в Раздел 1.6 случай на пропускане на светлина през тънък слой – Фиг. 1.10. При отражение на наклонено падаща ТССС от тънък слой ј от ТОС са изведени необходими условия за наличие на усилваща интерференция отслабваща И интерференция. Представено е достатъчното условие за наблюдаване на интерференция в спектъра на отражение на светопропускащ тънък слой ј, при използване на ТССС. Показано е, че спектърът на отражение $R(\lambda)$ сканиран при нормално падане на ТССС върху светопропускаща ТОС във въздух, включваща който и да е тънък слой разглеждан в настоящия труд, ще съдържа последователност от очевидни максимуми и минимуми.



Фиг. 1.9. Наклонено падане на ТССС върху пластинка j, която може да бъде част от ТОС във въздух. Нормалният компонент на интензитета на съвкупния сноп пропускан през пластинката е $I_{\perp}^{T}(d_{j,j+1} + \delta d, t) = I_{\perp}^{T}(d_{j-1,j} - \delta d, t) T_{j-1,j+1}.$

1.8 Отражение на светлина от тънък слой или пластинка



Фиг. 1.10. Наклоненото падане на монохроматичен светлинен сноп върху тънък слой ј, който може да бъде част от ТОС във въздух. Нормалният компонент на електричното поле на съвкупния сноп отразяван от слоя е $\tilde{E}_{\perp}^{R}(\mathbf{d}_{j-1,j}-\delta \mathbf{d},t) = \tilde{E}_{\perp}^{T}(\mathbf{d}_{j-1,j}-\delta \mathbf{d},t) \tilde{r}_{j-1,j+1}$.

1.9 Класифициране на практическите приложения на ТОС

Класифицирани са многообразни практически приложения на ТОС в областите оптика, оптоелектроника и магнитооптика. Тези приложения в оптоелектрониката са показани посредством афинитетните диаграми на Фиг. 1.12.



Глава 2 / Пресмятане посредством сигнално-потокови графи за коефициентите на пропускане и отражение на ТОС при наклонено падане на ТССС

2.1 Подходи за пресмятане на коефициентите на пропускане и на отражение на ТОС

За пресмятане на коефициента на пропускане T и коефициента на отражение R на многослойни OC се използва най-често матричния метод (MM). В MM, за отчитане на квазимонохроматичността на източника на светлина се интегрира относно λ и не участва времето на кохерентност t_c . Поради това, MM е неудобен за точно определяне на T и R на TOC състояща се от тънки слоеве и пластинки.

От друга страна, разполагаме с формули за амплитудните коефициенти $\tilde{t}_{j-1,j}$, $\tilde{r}_{j-1,j}$ и \tilde{f}_j на пропускане, отражение на повърхностите и на прозрачност на слоевете; както и с формули за коефициентите $T_{j-1,j}$, $R_{j-1,j}$ и x_j на пропускане, отражение на повърхностите и на прозрачност на слоевете. Това дава възможност за използване на 'графи' и 'теория на графите', отчитайки че графите позволяват включване на многократните пропускания, отражения на повърхностите и на многократните преминавания на светлината през слоевете на ТОС.

2.2 Основи на теорията на графите. Формула на Мейсън за сигнално-потокови графи

Представени са основни елементи на графите и на теорията на графите – Фиг. 2.1, включително същността на сигнално-потоковите графи (СПГ) и формулата на Мейсън за изчисляване на коефициента на СПГ. Има подобие между циклите в които се разпространяват сигнали в СПГ многократните отражения на светлината в даден слой на ТОС. Има подобие също между коефициента на СПГ, представляващ отношение на изходния сигнал към входния сигнал на СПГ; и амплитудните коефициенти или коефициентите на пропускане и отражение на ТОС, които също представляват отношение на изходни към входни електрични или интензитети на светлината за ТОС. полета



2.3 Коефициенти на пропускане на тънък слой или пластинка

Оригиналното формулиране на амплитудния коефициент на прозрачност \tilde{f}_j и на коефициента на прозрачност x_j за произволен слой ј на ТОС дава възможност за използване на СПГ за пресмятане на T и R на ТОС, при наклонено падане на ТССС. Във връзка с това, метод използващ СПГ (МСПГ) позволява определяне на T и R на ТССС падаща върху ТОС. Съобразно с дефинициите на амплитудните коефициенти и коефициентите на пропускане и отражение на ТОС, са дефинирани електричен сигнално-потоков граф (ЕСПГ) и интензитетен сигналнопотоков граф (ИСПГ), за пресмятане на T и R чрез МСПГ.

Разгледано е пропускането на ТССС през тънък слой j, за който е изпълнено условието за пренебрежимост на некохерентното взаимодействие на лъчите пропускани през слоя, спрямо кохерентното им взаимодействие – Фиг. 2.2.



В съответствие с Фиг. 2.2, пропускането на наклонено падаща ТССС през един тънък слой или една пластинка може да бъде опростено и представено схематично, както е показано в горната част на Фиг. 2.3. В долната част на Фиг. 2.3 е показан СПГ, съответстващ на пропускането на наклонено падаща ТССС през един тънък слой или една пластинка.



Амплитудният коефициент на пропускане ${ ilde t}_{{
m i}=1,{
m i}=1}$ на слоя ј представлява коефициента на ЕСПГ за пропускане през тънък слой, като клоновете на този ЕСПГ са амплитудните коефициенти на: пропускане и отражение на повърхностите j-1, j и j,j+1, и на прозрачност на слоя ј. Коефициентът на пропускане T_{i-1,i+1} на тънкия слой ј за ТССС е изразен чрез амплитудния коефициент на пропускане $\tilde{t}_{i-1,i+1}$ на слоя, когато е изпълнено условието за пренебрежимост некохерентното на взаимодействие на лъчите ОТ съвкупния светлинен сноп пропускан през слоя ј, спрямо кохерентното взаимодействие на тези лъчи. Формулирани са амплитудния коефициент на пропускане $\tilde{t}_{i+1,i-1}$ и коефициента на пропускане $T_{j+1,j-1}$ на тънкия слой j, при разпространение на светлината в обратната посока.

Когато ТССС се пропуска през пластинка ј с дебелина, която не удовлетворява условието за съществуване на кохерентно взаимодействие на пропусканите лъчи, коефициентът на пропускане $T_{j-1,j+1}$ на пластинката представлява коефициента на ИСПГ за пропускане през пластинка, клоновете на който са коефициентите на: пропускане и отражение за повърхностите j-1, ј и j, j+1, и на прозрачност на пластинката ј. Съответно, $T_{j-1,j+1}$ се получава от формулата на Мейсън за този ИСПГ.

2.4 Коефициенти на отражение на тънък слой или пластинка

Разгледано е отразяването на ТССС от тънък слой j, за който е изпълнено условието за пренебрежимост на некохерентното взаимодействие на лъчите отразявани от слоя, спрямо кохерентното им взаимодействие. Схематично представяне и съответстващия му СПГ за отражение на наклонено падаща ТССС от един тънък слой или една пластинка са показани на Фиг. 2.4. Амплитудният коефициент на отражение $\tilde{r}_{j-1,j+1}$ на слоя j представлява коефициента на ЕСПГ за отражение от тънкия слой, като клоновете на този ЕСПГ са амплитудни коефициенти на: пропускане и отражение на повърхностите j-1, j и j, j+1, и на прозрачност на слоя j.

Коефициентът на отражение $R_{j+1,j+1}$ на тънкия слой ј за ТССС е изразен чрез амплитудния коефициент на отражение $\tilde{r}_{j+1,j+1}$ на слоя, когато е изпълнено условието за пренебрежимост на некохерентното взаимодействие на лъчите отразявани от слоя, спрямо кохерентното им взаимодействие. По подобен начин е формулиран амплитудния коефициент на отражение $\tilde{r}_{j+1,j-1}$, както и коефициента на отражение $R_{j+1,j-1}$ на тънкия слой j; тоест при падане на светлината от средата j+1 и отражение към средата j+1.



Когато ТССС се отразява от пластинка ј с неизвестни: показателя на пречупване и дебелина, която не удовлетворява условието за показателя на затихване на пластинката за съществуване на кохерентно взаимодействие същата λ .

отразяваните лъчи, коефициентът на на отражение $R_{i-1 i+1}$ на пластинката представлява коефициента на ИСПГ за отражение от пластинка, клоновете на който ca коефициентите на: пропускане и отражение за повърхностите j-1, j и j, j+1, и на прозрачност на пластинката ј. Съответно, $R_{i-1,i+1}$ се получава от формулата на Мейсън за този ИСПГ.

опростени Изведени ca формули за коефициентите на пропускане Т и на отражение *R* на гола пластинка, при нормално падане на ТССС. Тези формули могат да бъдат използвани за пресмятане на комплексния показател на пречупване на пластинката за дадена дължина на вълната λ , посредством решаване на системата от двете уравнения за $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$ на голата пластинката относно двете на пречупване И

2.5 Коефициент на пропускане и коефициент на отражение на тънък слой върху пластинка

тънък слой нанесен върху пластинка (ТСВП) въздух – Фиг. 2.5. Амплитудните във коефициенти на пропускане и отражение на слоя ca използвани за определяне на съответните им коефициенти на пропускане $T_{0.2}^{\,\rm f}$ и отражение $R_{2,0}^{\rm f}$ на слоя. $T_{0,2}^{\rm f}$ и $R_{2,0}^{\rm f}$ участват изразяването на коефициентите при на пропускане $T_{\rm svp}$ и отражение $R_{\rm svp}$ на ТСВП, за s- или p- поляризация на падащата светлина. От формулата на Мейсън за ИСПГ са получени коефициентите на пропускане Т И на отражение *R* на ТСВП за ТССС.

При падане на ТССС към ТСВП във въздух, във всички случаи разглеждани в настоящия труд ТССС пада към слоя, както е показано на Фиг. 2.5, а не към пластинката. Нормалното падане на ТССС към ТСВП във въздух е изследвано подробно, поради практическата му важност. Показано е, че в този случай коефициента на пропускане *T*

Изследвано е наклонено падане на ТССС към и коефициента на отражение R на ТСВП са тънък слой нанесен върху пластинка (ТСВП) независими от поляризацията на светлината. във въздух – Фиг. 2.5. Амплитудните T и R на плоскопаралелна ТСВП са изразени коефициенти на пропускане и отражение на само чрез показателите на пречупване и слоя са използвани за определяне на показателите на затихване на слоя и пластинката, и на дебелината на слоя.



2.6 Коефициент на пропускане и коефициент на отражение на два прилежащи тънки слоя

При пропускане на наклонено падаща ТССС през двуслойна оптична структура (ДОС), състояща се от два прилежащи слоя ј и j+1, многократните пропускания и отразявания на повърхностите между съседните среди, както и многократните преминавания през всеки слой са илюстрирани на Фиг. 2.6.



Пропускането на наклонено падащата ТССС през ДОС, състояща се от два прилежащи слоя ј и j+1, се представя в опростения вид показан на Фиг. 2.7, заедно със съответния СПГ.

При отражение на наклонено падаща ТССС от ДОС, състояща се от два прилежащи слоя ј и j+1, съответната схема и СПГ за отражението са дадени на Фиг. 2.8.





Формулирани са амплитудния коефициент на пропускане и коефициента на пропускане, както и амплитудния коефициент на отражение и коефициента на отражение на тази ОС, посредством МСПГ, при наклонено падане на ТССС към двата прилежащи тънки слоя.

2.7 Сравняване на формули за еднослойни и двуслойни ОС изведени посредством матричния метод и метода на сигнално-потоковите графи

В MM, за отчитане на квази-монохроматичността на източника на светлина при фиксирана централна дължина на вълната λ, се извършва интегриране по дължината на вълната в интервал ~ Δλ, съответстващ на спектралната ширина на излъчваната светлина около λ.

Направено е сравнение на формули за коефициентите на пропускане T и на отражение R за наклонено падаща ТССС, изведени посредством ММ и МСПГ, за следните ОС във въздух: тънък слой или пластинка, два прилежащи тънки слоя, и ТСВП. Показано е, че съответните формули са идентични в ММ и МСПГ, за всяка от тези ОС. Обсъдено е, че когато слоевете и пластинките са прозрачни, от тези формули следва че сумата T + R = 1, за всяка от тези ОС. Това потвърждава правилността на формулите за T и R на тези ОС.

2.8 Пресмятане на коефициента на пропускане и коефициента на отражение на ТОС

Използването на МСПГ дава възможност за разделно разглеждане на кохерентното взаимодействие на лъчите излизащи от подструктурите състоящи се от тънките слоеве, и на некохерентното взаимодействие на лъчите излизащи от пластинките в ТОС. Това позволява успешно използване на МСПГ за анализ на спектъра на пропускане $T(\lambda)$ и спектъра на отражение $R(\lambda)$ на ТОС, както и на други оптични характеристики и особености на структурата на ТОС.

Глава 3 / Въведение към метода на обвивките и алгоритми за пресмятане на обвивките на интерференчни спектри на пропускане и отражение на ТСВП

3.1 Преглед и класифициране на основните методи за спектрофотометрично характеризиране на тънкия слой от ТСВП

Обоснована е необходимостта от спектрофотометрично характеризиране на тънкия слой от ТСВП във въздух, при което се определят спектралните зависимости $n(\lambda)$ на показателя на пречупване и $k(\lambda)$ на показателя на затихване, както и дебелината d на слоя. Долни индекси 'f' и 'w' са използвани за означаване на истинските стойности на характеристики съответно на слоя и на подложката.

Извършен е преглед на основните методи и технологии за спектрофотометрично характеризиране на тънкия слой от ТСВП във въздух. Предложено е класифициране на тези методи, в което те се разделят на три основни групи: дисперсионни методи, интерференчни методи и технологии и хибридни методи – Фиг. 3.1.

От броя на цитиранията на най-цитираните публикации от основните спектрофотометрични методи за характеризиране на тънък слой е установено, че методът на обвивките (МО) на Сванепул за равномерен тънък слой върху прозрачна подложка от [109], е по-популярен от всички останали спектрофотометрични методи за определяне на $n(\lambda)$, $k(\lambda)$, и d на тънък слой, взети заедно.

Илюстрация на ТСВП изследван в МО на Сванепул от [109] е показана на Фиг. 3.2. Посредством допускане, че за всеки публикуван резултат от спектрофотометрично характеризиране има два непубликувани резултата се получава, че характеризиране на тънък слой чрез МО на Сванепул за равномерен тънък слой се извършва средно веднъж на ден.



и технологии за характеризиране на тънкия слой от ТСВП.



прозрачна подложка, изследван в МО за $T(\lambda)$ от [109].

В МО за $T(\lambda)$, за характеризиране на тънкия слой се използва само един спектър на пропускане $T(\lambda)$ на слоя върху подложка, сканиран при нормално падане на ТССС. Освен това се построяват: горна обвивка $T_{+}(\lambda)$, която минава през нейните 'допирателни точки' $T_+(\lambda_{t+})$ с $T(\lambda)$, като λ_{t+} ce намира близо до съответната $\lambda_{\rm M}$ за максимум на $T(\lambda)$; и долна обвивка $T_{-}(\lambda)$, която минава през нейните 'допирателни точки' $T_{-}(\lambda_{t-})$ с $T(\lambda)$, като λ_{t-} се намира близо до съответната λ_m за минимум на $T(\lambda)$.

3.2 Материали използваеми за спектрофотометрично характеризиране на тънкия слой от ТСВП посредством МО

За МО характеризиране на тънкия слой от ТСВП се използват най-често стъклени подложки. На Фиг. 3.3 са показани спектри на пропускане $T_w(\lambda)$ на маркови голи стъклени подложки при нормално падане на ТССС.

Стъклените подложки са относително евтини и някои стъклени подложки удовлетворяват изискванията $k_w(\lambda) \approx 0$ и с $n_w(\lambda) \approx$ константа в цялата спектрална област на УВ/ВИС/НИР спектрофотометър. Различни технологии за изготвяне на стъклени подложки са били разработени за използването им като микроскопски подложки. Обосновано е, че МО характеризиране на тънък слой върху типична стъклена подложка не би трябвало да се извършва за дължини на вълната извън интервала $\lambda = [400, 2500]$ nm.

Обяснено е, че от дисперсионния модел на Лоренц следва, че за дължини на вълната $\lambda >> \lambda_0$, където λ_0 е централната дължина на вълната за осцилациите на електроните около ядрата, са изпълнени съотношенията:

$$1 < n_w^2(\lambda) \approx \text{ константа} >> k_w^2(\lambda) \cong 0$$
, $1 < n_f^2(\lambda) \approx \text{ константа} >> k_f^2(\lambda) \cong 0$. (3.2)

за показателя на пречупване и показателя на затихване на слоя, и на подложката. Показано е, че при нормално падане на ТССС и валидност на (3.2), интерференчното условие за спектър на пропускане $T(\lambda)$ на ТСВП придобива опростен вид.



От (3.2) и интерференчното условие за $T(\lambda)$ следва, че при нормално падане на ТССС върху тънък слой с дебелина df = [500, 4000] nm и показател на пречупване $n_{\rm f} = [2, 4],$ нанесен върху подложка с дебелина $d_w = [0.9, 3.5]$ mm, и сканиране на интерференчния спектър на пропускане $T(\lambda)$ на образец посредством такъв УВ/ВИС/НИР спектрофотометър, за използване на МО е необходимо ширината на забранената зона Eg на материала на слоя да бъде не по-тясна от 0.8 eV.

Показано е, че тънък слой от полупроводник, диелектрик или изолатор, с посочените в предния параграф показател на пречупване и дебелина, може да бъде характеризиран посредством използване на МО за интерференчния спектър $T(\lambda)$ на слоя върху подложка, сканиран с нормално падаща ТССС.

Представени са основните резултати от дисперсионния модел на Уемпъл-Дидоменико (ДМУД). Чрез него се изразява зависимостта $n_f(\lambda)$ за $\lambda >> \lambda_0$. Валидността на ДМУД е била показана за всички изследвани по-вече от 100 ковалентни и йонни материали, както и за аморфни полупроводници и стъкла. В рамките на дисперсионния модел на Таук е формулирана зависимостта на показателя на поглъщане $\alpha_f(\lambda)$ на слоя, в спектралната област $E >> E_g$. Този модел позволява определяне на ширината на забранена зона E_g на материала на слоя и типа на преходите на електрони от валентната в проводимата зона. Моделът на Таук е валиден за кристални и аморфни полупроводници и диелектрици.

3.3 Формулиране на обвивките на интерференчни спектри на пропускане и на отражение на ТСВП

Показано е, че предположението за валидност на съотношенията (3.2) води до независимост от k_f , k_w , Q_f и Q_w на амплитудните коефициенти на пропускане и на отражение на всички повърхности в ТСВП, което означава че всичките тези амплитудни коефициенти могат да бъдат заместени в пресмятанията със съответните им коефициенти за прозрачна ОС.

В случай, че тънкият слой има спектрална област на квази-прозрачност, в която коефициентът му на прозрачност е $x_f(\lambda) \ge 0.98$; за λ от тази област са изведени изрази за двете

обвивки $T_{t_{svp}}(\lambda)$ на интерференчен спектър на пропускане $T_{svp}(\lambda)$ и наклоните на $T_{t_{svp}}(x_w = 1, E)$, при наклонено падане на s- или p- поляризирана светлина към тънкия слой върху подложка. В тази спектрална област, горната обвивка $T_{t_{svp}}(\lambda)$ се апроксимира със спектъра на пропускане $T_{w_{svp}}(\lambda)$ на голата подложка.

Когато тънкият слой има спектрална област на силно поглъщане, в която $x_{\rm f}(\lambda)$ клони към 0 с намаляване на λ ; за λ от тази област са изведени изрази за двете обвивки $T_{\pm_{\rm vvp}}(\lambda)$ на интерференчен спектър на пропускане $T_{\rm svp}(\lambda)$, при наклонено падане на s- или p- поляризирана светлина. От тези изрази се вижда, че с намаляване на λ в спектрална област на силно поглъщане в слоя, обвивките $T_{\pm_{\rm svp}}(\lambda)$ и $T_{-_{\rm svp}}(\lambda)$ се доближават една до друга и клонят към 0.

В случай, че тънкият слой има спектрална област на квази-прозрачност; за λ от тази област са изведени изрази за двете обвивки $R_{_{\text{Т}_{svp}}}(\lambda)$ на интерференчен спектър на отражение $R_{_{svp}}(\lambda)$ и наклоните на $R_{_{\text{T}_{svp}}}(x_w = 1, E)$, при наклонено падане на s- или p- поляризирана светлина към тънкия слой върху подложка. В тази спектрална област, долната обвивка $R_{_{svp}}(\lambda)$ се апроксимира със спектъра на отражение $R_{_{w_{svp}}}(\lambda)$ на голата подложка.

Когато тънкият слой има спектрална област на силно поглъщане, за λ от тази област са изведени изрази за двете обвивки $R_{_{\mathrm{Term}}}(\lambda)$ на интерференчен спектър на отражение $R_{s,n}(\lambda)$, при наклонено падане на s- или pполяризирана светлина. От тези изрази се вижда, че с намаляване на λ в спектралната област на силно поглъщане в слоя, обвивките $R_{_{+_{\mathrm{sun}}}}(\lambda)$ и $R_{_{-_{\mathrm{sun}}}}(\lambda)$ се доближават една до друга и клонят към коефициента на отражение $R_{0,f_{em}}(\lambda)$ на повърхността между въздуха и слоя.

Представен е аналитичният модел за $n_{\rm f}(\lambda)$ и $k_{\rm f}(\lambda)$ на тънък аморфен слой a-Si:Н върху стъклена подложка, използван в [109]. На Фиг. 3.6 са показани пресметнатите спектри на пропускане $T(\lambda)$ и на отражение $R(\lambda)$ на този ТСВП и техните пресметнати обвивки, за нормално падаща ТССС към слоя с дебелина d_f = 1000 nm. Илюстрирани са различните спектрални области на слоя в $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$: квази-прозрачност, слабо поглъщане, междинно поглъщане, силно поглъщане и непрозрачност; И ca посочени техните характеристики.



Фиг. 3.6. Пресметнати резултати за нормално падане на ТССС към моделния ТСВП състоящ се от равномерен тънък слой a-Si:Н с дебелина d_f = 1000 nm върху прозрачна стъклена

подложка, използван в [109]. $T(\lambda)$, $T_+(\lambda)$ и $T_-(\lambda)$ са спектъра на пропускане и неговите обвивки; $R(\lambda)$, $R_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$ са спектъра на отражение и неговите обвивки; $T_w(\lambda)$ и $R_w(\lambda)$ са спектрите на пропускане и отражение на голата подложка; и $x_f(\lambda)$ е спектралната зависимост на коефициента на прозрачност на слоя.

3.4 Алгоритми за пресмятане на обвивките на интерференчен спектър на пропускане на ТСВП

Точното начертаване на обвивките представлява критичен фактор за точно MO характеризиране на изследвания тънък слой от ТСВП. Обвивките могат да бъдат пресмятани, но това не е тривиална задача и е най-удобно тя да бъде компютъризирана. Обяснени са причините поради които софтуерът за пресмятане на обвивки, предлаган като част от софтуерните пакети Ориджин и Матлаб, е непригоден за MO характеризиране на тънки слоеве.

В първия алгоритъм за компютърно пресмятане на двете обвивки на интерференчен спектър на пропускане $T(\lambda)$ на ТСВП, на МакКлейн и други, обвивките се прекарват само през 'допирателни точки' разположени около очевидните екстремуми на $T(\lambda)$. В алгоритъма на Минков и Сванепул от {5} се добавят 'гранични точки' и 'допълнителни точки' при пресмятането на двете обвивки, но неизбежната интерполация на обвивките е сложна и основана на кубични сплайнове, и се предполага квази-прозрачност на подложката. Тези фактори затрудняват приложимостта на алгоритъма и ограничават точността му.

Предложен е подобрен алгоритъм за точно компютърно пресмятане на обвивките на интерференчен спектър на пропускане (ПАПОИСП) на ТСВП, от {14}. В ПАПОИСП се добавят по-точно пресметнати 'гранични точки', 'допълнителни точки' и 'спомагателни точки'. На стъпките А5 и А7 от ПАПОИСП се използва или УКЕП интерполация основана на Ермитови полиноми, или УКС интерполация основана на кубични сплайнове - Фиг. 3.7.



3.5 Пресмятане на обвивките на интерференчни спектри на пропускане на образци на тънък слой върху стъклена подложка

ПАПОИСП е валидиран посредством прилагането му за МО характеризиране на аналитичния модел за $n_f(\lambda)$ и $k_f(\lambda)$ на тънък слой a-Si:Н върху стъклена подложка, използван в [109] и за Фиг. 3.6, за дебелини на слоя $d_f = 500$ nm, като съответните истински и пресметнати обвивки на $T(\lambda)$ са показани на Фиг. 3.8.



Резултатите от Фиг. 3.8 индикират, че използване на ПАПОИСП с УКЕП интерполация води до точно пресмятане на двете обвивки на интерференчни спектри на пропускане $T(\lambda)$ на тънък слой a-Si:H с минимална дебелина 500 nm върху стъклена подложка.

Изследвани са два технологично различни образеца на вакуумно разпрашен тънък слой нехидрохгениран a-Si върху стъклена подложка. Образецът A038 се състои от слой с дебелина около 780 nm върху Corning 7059 стъклена подложка с дебелина 0.9 mm. Образецът A041 се състои от слой с дебелина около 3930 nm върху Borofloat33 Schott стъклена подложка с дебелина 3.28 mm. Обвивките на спектрите на пропускане $T(\lambda)$ на образците A038 и A041, за нормално падаща ТССС, са пресметнати посредством ПАПОИСП с УКЕП интерполация, и са показани на Фиг. 3.10 и Фиг. 3.11.



3.6 Алгоритми за пресмятане на обвивките на интерференчен спектър на отражение на ТСВП. Примери за използването на такъв алгоритъм

Първият алгоритъм, както и подобрен алгоритъм за точно компютърно пресмятане на обвивките на интерференчен спектър на отражение (ПАПОИСО) на ТСВП са предложени в {5} и {16}. В ПАПОИСО се добавят пресметнати 'гранични точки' в двата края на интерференчния участък от $R(\lambda)$. На стъпките А5 и А7 от ПАПОИСО се използва УКЕП или УКС интерполация – Фиг. 3.12.



компютърно пресмятане на обвивките на интерференчен спектър на отражение (ПАПОИСО) на ТСВП, от {16}.



Резултати от валидирането на ПАПОИСО с УКЕП интерполация показват, че той води до точно пресмятане на двете обвивки на интерференчни спектри на отражение $R(\lambda)$ на тънък слой a-Si:Н с минимална дебелина 500 nm върху стъклена подложка.

Обвивките на спектрите на отражение $R(\lambda)$ на образците A038 и A041, за нормално падаща TCCC, са пресметнати посредством ПАПОИСО с УКЕП интерполация, и са показани на Фиг. 3.15 и Фиг. 3.16.

Както за ПАПОИСП, така и за ПАПОИСО, по-точно пресмятане на обвивките се постига с използване на УКЕП интерполация, сравнение с УКС интерполация. Освен това, първият алгоритъм за пресмятане на обвивките на спектър на пропускане от {5} води до неточно пресмятане на обвивките на $T(\lambda)$ от Фиг. 3.8 и на съответния му $R(\lambda)$ на моделния слой a-Si:H с дебелина 500 nm върху стъклена подложка. Смятаме, че тези факти се дължат на превъзходство на УКЕП интерполацията относно апроксимиране на рязко променящи се функции на λ .



Глава 4 / МО характеризиране на равномерен тънък слой от интерференчен спектър на отражение при квази-нормално падане на ТССС към слоя върху прозрачна подложка

4.1 Особености на използването на интерференчни спектри на отражение за МО характеризиране на тънкия слой от ТСВП

При отражение на ТССС от ТСВП, интерфериращите лъчи с най-голям интензитет преминават съответно 0 и 2 пъти през слоя, докато при пропускане интерфериращите лъчи с най-голям интензитет преминават съответно 1 и 3 пъти през слоя, което се вижда от Фиг. 1.9 и Фиг. 1.10. Освен това, интензитетът на еднократно преминал през слоя лъч е пропорционален на коефициента на прозрачност $x_{\rm f}(\lambda)$ на слоя, който намалява рязко с намаляване на λ в областта на силно поглъщане в слоя. Поради тези причини, в областта на силно поглъщане в слоя, интерференчен спектър на отражение $R(\lambda)$ на ТСВП представлява осцилираща функция на λ , докато интерференчен спектър на пропускане $T(\lambda)$ представлява рязко с падаща функция без осцилации с намаляване на λ . При това, в областите на междинно и силно поглъщане в слоя, разстоянието между обвивките на $R(\lambda)$ е значително по-голямо от разстоянието между обвивките на $R(\lambda)$ е значително по-голямо от разстоянието между интерференчен спектър е предпоставлява друга предпоставка за по-точно МО характеризиране на слоя от ТСВП.

Съобразно със съдържанието на предния параграф, за точно МО характеризиране в областта на силно поглъщане в слоя е необходимо да бъде използван интерференчен спектър $R(\lambda)$ на ТСВП, вместо интерференчен спектър $T(\lambda)$ на ТСВП. От друга страна, има нарастващ интерес към МО характеризиране в областта на силно поглъщане в слоя, с цел определяне на ширината на забранената зона E_g и типа на преобладаващите електронни преходи от свързани състояния на електрони до проводимата зона.

Във връзка с неголемите стойности на R за огледално отражение на ТСВП, които удовлетворяват съотношенията (3.2), за точно измерване на $R(\lambda)$ се използва референтен стандартен образец. Освен това, използване на подложка, която не пропуска ТССС е неподходящо за характеризиране на тънък слой посредством МО от $R(\lambda)$, поради много малката разлика $R_+(\lambda) - R_-(\lambda)$ между двете обвивки на $R(\lambda)$ в този случай.

При измерване на $R(\lambda)$, ъгълът на падане $\Phi > 0^{\circ}$. При измерване на $R(\lambda)$ на наши образци от ТСВП е използвана приставка за $\Phi = 6^{\circ}$. Падане на ТССС под такъв малък ъгъл наричаме квазинормално падане на ТССС. Изследване на величините участващи в израза за $R(\lambda)$ показва, че при анализирането на експериментални спектри на отражение $R(\lambda)$ сканирани при $\Phi \le 6^{\circ}$ може да се приеме, че такива $R(\lambda)$ са сканирани при нормално падане на ТССС, т.е. при $\Phi = 0^{\circ}$.

4.2 Формулиране и алгоритъм на МО с използване на един интерференчен спектър на отражение на равномерен тънък слой върху прозрачна подложка

За ТСВП са формулирани съотношения за неговите $R(\lambda)$ и обвивките $R_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$ в зависимост от $T(\lambda)$ и неговите обвивки $T_+(\lambda)$ и $T_-(\lambda)$, в областта на квази-прозрачност на слоя и слабо поглъщане в подложката. От тези съотношения се вижда, че на максимум на $R(\lambda)$ за определена λ съответства минимум на $T(\lambda)$, и на минимум на $R(\lambda)$ за определена λ съответства максимум на $T(\lambda)$; като $R(\lambda)+T(\lambda) \cong x_w(\lambda)$ за всяка λ от областта на квази-прозрачност в слоя и слабо поглъщане в подложката. Във връзка с тези съотношения беше разработен МО за пресмятане на $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ и d на равномерен тънък слой върху прозрачна подложка, от само един интерференчния спектър на отражение $R(\lambda)$ на ТСВП, сканиран при квази-нормално падане на ТССС към слоя {2}. Този МО е известен като 'метод на Минков' [149]-[152] и в настоящия труд го наричаме 'МО за $R(\lambda)$ '.

В МО за $R(\lambda)$ от {2} се предполага: валидност на (3.2), равномерност на дебелината на слоя, и използване на прозрачна подложка с $x_w(\lambda) = 1$ за всяка λ от за $R(\lambda)$ беше създаден $R(\lambda)$. MO 3a сканиране на $R(\lambda)$ посредством ВИС спектрофотометър, поради което обикновено използваните стъклени подложки могат да се разглеждат като прозрачни подложки {13}. Същите предположения са били направени и в МО за *T*(*λ*) на Сванепул [109].

В случая на нормално падане на ТССС ТСВП изпълнение И към на предположенията от предния параграф са изведени опростени формули за използване в МО за $R(\lambda)$. При това се опростяват интерференчното условие за $R(\lambda)$ И изразите за $R(\lambda)$, $R_{+}(\lambda)$ и $R_{-}(\lambda)$. Това води до получаване на прости изрази за $n_{\rm w}(\lambda)$ и за приближение за дебелината на слоя, които може да бъдат използвани в областта на квази-прозрачност на слоя.

Алгоритъмът на МО за $R(\lambda)$ (АМОО) от {2} е показан на Фиг. 4.1 и са обсъдени особеностите на всяка от неговите стъпки. В АМОО, обвивките $R_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$ на $R(\lambda)$ могат да бъдат пресметнати посредством ПАПОИСО от Фиг. 3.12.

Пресметнатите характеристики на тънкия слой означаваме с долен индекс 'е'. Обикновено, пресметнатите показател на пречупване $n_e(\lambda_t)$ и показател на затихване $k_e(\lambda_t)$ на слоя се изчисляват за дължини на вълната λ_t за всичките допирателни точки на $R(\lambda)$ с обвивките му $R_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$.



4.3 Характеризиране на моделен образец на равномерен тънък слой a-Si:Н върху прозрачна стъклена подложка посредством АМОО

АМОО е валидиран посредством прилагането му за характеризиране на аналитичния модел за $n_f(\lambda)$ и $k_f(\lambda)$ на тънък слой a-Si:Н върху стъклена подложка, използван в [109] и за Фиг. 3.6, при дебелина на слоя $d_f = 1000$ nm. Резултатите са показани в Табл. 4.1 и индикират, че използване на АМОО в този случай води до пресметната дебелина $d_e = 999.9$ nm на слоя, и относителна

грешка $\operatorname{RE}\left[n_{e}(\lambda)\right] = |n_{e}(\lambda) - n_{f}(\lambda)| / n_{f}(\lambda) = |\Delta n_{e}| / n_{f} \leq 0.2\%$ на $n_{e}(\lambda)$ за всяка λ от интерференчния участък на $R(\lambda)$. По-малка относителна грешка $\operatorname{RE}\left[k_{e}(\lambda)\right] = |k_{e}(\lambda) - k_{f}(\lambda)| / k_{f}(\lambda) = |\Delta k_{e}| / k_{f} \leq 1.5\%$ на $k_{e}(\lambda)$ се постига с използване на $R_{+}(\lambda)$, в сравнение с $R_{-}(\lambda)$, на стъпка A14 от AMOO.

$\lambda_{\mathrm{M},}\lambda_{m}$	$n_{\rm f}$	$k_{ m f}$	n_1	x_1	d_1	m_1	m _e	d_2	n _e	$k_{ m e}$	k _e
(nm)					(nm)			(nm)		(от <i>R</i> ₊)	(от <i>R</i> .)
859	3.007	0.0001	2.295	1.008	1008	13.9	14	1004	3.007	0.0002	-0.0006
814	3.053	0.0001	3.040	1.008	874	14.9	15	1004	3.053	0.0002	-0.0005
775	3.099	0.0002	3.116	0.985	1012	16.0	16	995	3.100	0.0002	0.0009
740	3.148	0.0003	3.158	0.986	1032	17.0	17	996	3.145	0.0003	0.0008
710	3.195	0.0005	3.202	0.987	1089	17.9	18	998	3.195	0.0005	0.0008
683	3.243	0.0009	3.237	0.987	988	18.9	19	1002	3.244	0.0010	0.0007
659	3.292	0.0015	3.290	0.972	936	19.9	20	1002	3.295	0.0017	0.0015
636	3.341	0.0026	3.345	0.947	1068	20.9	21	998	3.339	0.0025	0.0027
616	3.390	0.0044	3.384	0.917			22		3.388	0.0044	0.0042
598	3.439	0.0074	3.440	0.854			23		3.439	0.0075	0.0075
581	3.488	0.0127	3.494	0.758			24		3.486	0.0126	0.0129
566	3.536	0.0217	3.538	0.617			25		3.538	0.0217	0.0217
552	3.586	0.0372	3.587	0.429			26		3.588	0.0373	0.0371
539	3.634	0.0635	3.634	0.228			27		3.638	0.0638	0.0632
526	3.683	0.1085	3.680	0.075			28		3.682	0.1098	0.1077
516	3.731	0.1854	3.743	0.011			29		3.734	0.1869	0.1854
d_{1a}	= 1000.	.9 nm , σ	$(d_1) = 65$	nm (6.5	%); d	$d_{\rm e} = d_{2\rm a}$	= 999	9.9 nm ,	$\sigma(d_e) =$	3.3 nm (0	0.3%)

Табл. 4.1. Резултати от характеризиране посредством АМОО на тънкия слой от моделния образец, използван за Фиг. 3.6, състоящ се от слой a-Si:H с дебелина $d_{\rm f}$ = 1000 nm върху стъклена подложка с $n_{\rm w}$ = 1.51, от {2}. Пресметнатите данни от последните две колонки са получени съответно от $R_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$.

Резултати от Табл. 4.1 за моделния слой с d_f = 1000 nm, използван за Фиг. 3.6, пресметнати посредством АМОО са сравнени с резултатите за същия моделен слой пресметнати посредством алгоритъма на МО за $T(\lambda)$ (АМОП) от [109]. Отбелязано е, че минималната дължина на вълната λ_{\min} за която са пресметнати n_e и k_e е λ_{\min} = 555 nm при използването на АМОП и λ_{\min} = 516 nm при използването на АМОО. Това показва предимство на използването на АМОО в сравнение с АМОП, за характеризиране на слоя в областта на силно поглъщане, съобразно с Фиг. 3.6.

4.4 Характеризиране на равномерни тънки слоеве GeSe₂ с използване на АМОО

Халкогенидните стъкла са стъкла, които съдържат поне един от халкогенните елементи S, Se или Te. Te се използват за изработване на инфрачервени детектори и формовъчна инфрачервена оптика като лещи и оптични влакна, лазери, планарна оптика и фотонни интегрални схеми. Халкогенидни стъкла показват нелинейни оптични ефекти, като фотонно индуцирано пречупване и електронно-индуцирана модификация на относителната диелектрична проницаемост.

По принцип, халкогенидните стъкла имат широка област на квази-прозрачност от видимата област до λ ~ 12 ÷ 15 µm. От друга страна, наличие на широка област на квази-прозрачност на тънкия слой се предполага при използването на МО, съобразно с коментар от Раздел 4.2. Поради това, тънки слоеве от халкогенидни стъкла са подходящи за характеризиране

посредством АМОП или АМОО. Експериментални образци на равномерен тънък слой от халкогенидното стъкло GeSe₂ върху стъклена подложка са характеризирани посредством АМОО. Слоевете GeSe₂ са изготвени с термично изпарение във вакуум върху еднакви микроскопски стъклени подложки и използване на планетарно въртяща система.

Спектрите на отражение $R(\lambda)$ на образците от тънък слой GeSe₂ върху стъклена подложка и спектърът на отражение $R_w(\lambda)$ на голата подложка са сканирани при квази-нормално падане на TCCC с Lambda-19 Perkin-Elmer УВ/ВИС/НИР спектрофотометър, в Университета на Кадиз, Испания. Обвивките $R_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$ на $R(\lambda)$ са пресметнати посредством алгоритъма на МакКлейн и други. $R(\lambda)$ на образците 1 и 2, $R_w(\lambda)$ на голата подложка, и пресметнатите обвивки $R_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$ на съответните $R(\lambda)$ са показани на Фиг. 4.2 и Фиг. 4.3, от {9}.



са пресметнатите обвивки на $R(\lambda)$, от $\{9\}$.



Фиг. 4.3. Сканираните спектър на отражение $R(\lambda)$ за образеца 2 на тънък слой GeSe₂ върху стъклена подложка и спектър на отражение $R_{\rm w}(\lambda)$ на голата подложка. $R_{+}(\lambda)$ и $R_{-}(\lambda)$ са пресметнатите обвивки на $R(\lambda)$, от {9}.

АМОО е използван за характеризиране на двата слоя GeSe₂ от образците 1 и 2 и резултатите са показани в Табл. 4.2 и Табл. 4.3. Пресметнатите дебелини d_e на двата слоя са 910±6 nm и 1088±15 nm, като съответните им дебелини измерени механично, посредством повърхностен профилометър Sloan-Dektak3030, са 913±18 nm и 1080±22 nm. Това показва, че разликата между пресметнатата осреднена дебелина и механично измерената осреднена дебелина не превишава 0.8%, като стандартното отклонение на пресметната дебелина.

Тъй като валидността на ДМУД е била показана за всички изследвани в [121] стъкла, дисперсионната зависимост $1/(n_e^2 - 1) = f(E^2)$ за ДМУД е построена за двата слоя GeSe₂, след тяхното характеризиране посредством АМОО – Фиг. 4.4. $n_e(\lambda)$ са видимо еднакви за двата слоя, което се дължи на еднаквите технологични условия на изготвянето им. От правата линия апроксимиращата $1/(n_e^2 - 1) = f(E^2)$ за малките енергии $E < E_g$ на фотона, се пресмятат параметрите $E_0 \cong 4.12$ eV и $E_d \cong 18.97$ eV за двата слоя GeSe₂.

λ_t	$n_{\rm w}$	n_1	x_1	d_1	m_1	me	d_2	n _e	k _e	k _e
(nm)				(nm)			(nm)		(ot R_{+})	$(OT R_{-})$
1734	1.500	2.373	1.000	918	2.36	2.5	913	2.383	≅ 0.000	≅ 0.00
1452	1.504	2.383	1.000	921	2.83	3.0	914	2.394	≅ 0.000	≅ 0.00
1253	1.509	2.398	1.000	902	3.29	3.5	915	2.411	≅ 0.000	≅ 0.00
1105	1.511	2.414	1.000	872	3.76	4.0	916	2.430	≅ 0.000	≅ 0.00
987	1.512	2.436	1.000	858	4.25	4.5	912	2.441	≅ 0.000	≅ 0.00
897	1.517	2.473	1.000	860	4.75	5.0	907	2.466	≅ 0.000	≅ 0.00
822	1.513	2.507	1.000	897	5.25	5.5	902	2.486	≅ 0.000	≅ 0.00
761	1.516	2.541	1.000	986	5.75	6.0	899	2.510	$\cong 0.000$	≅ 0.00
710	1.517	2.561	1.000			6.5		2.537	≅ 0.000	≅ 0.00
668	1.518	2.569	1.000			7.0		2.571	0.0017	0.000
632	1.520	2.747	0.812			7.5		2.605	0.0038	0.013
602	1.521	2.735	0.730			8.0		2.647	0.0124	0.018
577	1.522	2.748	0.565			8.5		2.697	0.0269	0.030
555	1.523	2.712	0.365			9.0		2.746	0.0559	0.046

Табл. 4.2. Резултати от характеризиране посредством АМОО на тънкия слой GeSe2 от
образеца 1, състоящ се от слоя върху стъклена подложка, от {9}. Пресметнатите данни от
последните две колонки са получени от (1.48) и (4.6), приложени съответно за $R_+(\lambda)$ и $R(\lambda)$.

$\lambda_{ m t}$	$n_{\rm w}$	n_1	x_1	d_1	m_1	me	d_2	ne	k _e	k _e
(nm)				(nm)			(nm)		(от R_{+})	(от <i>R</i> _)
1752	1.500	2.380	1.000	1109	3.00	3.0	1104	2.416	≅ 0.000	≅ 0.000
1506	1.505	2.387	1.000	1088	3.50	3.5	1104	2.423	≅ 0.000	≅ 0.000
1326	1.505	2.399	1.000	1062	4.00	4.0	1105	2.438	≅ 0.000	≅ 0.000
1183	1.510	2.419	1.000	1045	4.52	4.5	1100	2.447	≅ 0.000	≅ 0.000
1071	1.512	2.442	1.000	976	5.04	5.0	1096	2.462	≅ 0.000	≅ 0.000
979	1.512	2.470	1.000	953	5.57	5.5	1090	2.475	≅ 0.000	≅ 0.000
903	1.514	2.522	1.000	1027	6.17	6.0	1074	2.490	≅ 0.000	≅ 0.000
840	1.513	2.560	1.000	1120	6.73	6.5	1066	2.510	≅ 0.000	≅ 0.000
786	1.514	2.577	1.000	1203	7.24	7.0	1067	2.529	≅ 0.000	≅ 0.000
740	1.516	2.586	1.000	1288	7.72	7.5	1073	2.552	≅ 0.000	≅ 0.000
700	1.517	2.586	1.000			8.0		2.575	≅ 0.000	≅ 0.000
666	1.518	2.586	1.000			8.5		2.603	≅ 0.000	≅ 0.000
636	1.519	2.575	0.970			9.0		2.632	0.0040	0.0012
611	1.521	2.664	0.796			9.5		2.668	0.0010	0.0103
589	1.522	2.673	0.636			10.0		2.708	0.0210	0.0189
570	1.522	2.704	0.436			10.5		2.751	0.0376	0.0330
552	1.5257	2.709	0.241			11.0		2.791	0.0672	0.0515
$d_{1_0} = 1$	1087 nm	$\sigma(d_1)$	= 96 nm	(8.8%)	$d_{a} =$	$\frac{11.0}{d_{22}} =$	1088 r	$\frac{2.771}{m}$	$\frac{0.0072}{l_{\rm e}} = 15 \rm{nm}$	$\frac{0.0313}{1.4\%}$

Табл. 4.3. Резултати от характеризиране посредством АМОО на тънкия слой GeSe₂ от образеца 2, състоящ се от слоя върху стъклена подложка, от {9}. Пресметнатите данни от последните две колонки са получени от (1.48) и (4.6), приложено съответно за $R_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$.



От емпиричната зависимост $E_0 \approx 2E_g$ установена в [164] за други халкогенидни стъкла, съобразно с предния параграф се заключава, че ширината на забранената зона е $E_g \approx 2.06$ eV за изследваните тънки слоеве GeSe₂. Посредством използване на емпиричната зависимост за ДМУД, заместване с $B_5 = 0.37 \pm 0.04$ eV за ковалентната химична връзка, $Z_a = 2$ за валентността на Se анион и $N_e = 8$ за средния брой на валентни електрони за аниона, се получава координационното число за Se анион $N_c \cong 3.2$.

4.5 Характеризиране на равномерни тънки слоеве As₄₀S₄₀Se₂₀ с използване на AMOO

На някои халкогенидни стъкла са присъщи фотоиндуцирани ефекти, като фото-кристализация, фото-полимеризация, фото-разединение, фото-изпарение и фото-разтворимост на метални атоми. Тези ефекти често водят до значителни промени в $n_f(\lambda)$ и $k_f(\lambda)$, поради което те могат да бъдат изучавани посредством характеризиране от интерференчни спектри с използване на АМОП или АМОО.

Описани са резултати публикувани в {10} от характеризиране посредством AMOO на експериментални образци на равномерен тънък слой от халкогенидното стъкло $As_{40}S_{40}Se_{20}$ върху стъклена подложка. Обемен материал $As_{40}S_{40}Se_{20}$ е създаден посредством метода на охлаждане на стопилка. Образците от равномерен тънък слой $As_{40}S_{40}Se_{20}$ са изготвени с термично изпарение във вакуум върху еднакви микроскопски стъклени подложки и използване на планетарно въртяща система.

Спектърът на отражение $R(\lambda)$ на тънък слой As₄₀S₄₀Se₂₀ върху стъклена подложка и спектърът на отражение $R_w(\lambda)$ на голата подложка са сканирани при квази-нормално падане на TCCC с Lambda-19 Perkin-Elmer УВ/ВИС/НИР спектрофотометър, в Университета на Кадиз, Испания. Обвивките $R_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$ на $R(\lambda)$ са пресметнати посредством алгоритъма на МакКлейн.

АМОО е използван за характеризиране на слоя $As_{40}S_{40}Se_{20}$ от представителен образец и резултатите са показани в Табл. 4.4. Пресметнатата дебелина d_e на слоя е 1137 ± 9 nm, като механично измерената дебелина с профилометъра Sloan-Dektak3030 е 1126 ± 22 nm. Това показва, че разликата между пресметнатата осреднена дебелина и механично измерената осреднена дебелина не превишава 1%, като стандартното отклонение на пресметнатата дебелина е по-малко от това на механично измерената.

	λ_{t}	$n_{\rm w}$	R_+	R-	n_1	x_1	d_1	m_1	me	d_2	n _e
	(nm)						(nm)			(nm)	
	1845	1.483	0.376	0.073	2.437	1.000	-	3.22	3.0	1136	2.434
	1587	1.489	0.377	0.074	2.444	1.000	1161	3.76	3.5	1136	2.443
	1393	1.492	0.379	0.075	2.453	1.000	1162	4.30	4.0	1136	2.450
	1241	1.494	0.382	0.076	2.462	1.000	1155	4.84	4.5	1134	2.456
	1123	1.497	0.382	0.076	2.466	1.000	1197	5.36	5.0	1139	2.469
	1025	1.500	0.387	0.077	2.484	1.000	1182	5.92	5.5	1135	2.479
	946	1.501	0.398	0.077	2.522	1.000	1217	6.51	6.0	1125	2.496
	876	1.498	0.404	0.076	2.543	1.000	1164	7.09	6.5	1120	2.504
	821	1.496	0.402	0.076	2.534	1.000	1290	7.54	7.0	1134	2.527
	773	1.496	0.401	0.076	2.530	1.000	1307	7.99	7.5	1146	2.550
	730	1.497	0.403	0.076	2.539	1.000	1292	8.49	8.0	1150	2.568
	692	1.495	0.406	0.076	2.548	1.000	1304	8.99	8.5	1154	2.587
	660	1.496	0.411	0.076	2.567	1.000			9.0		2.612
	632	1.494	0.412	0.075	2.567	1.000			9.5		2.640
	607	1.511	0.410	0.079	2.519	1.000			10.0		2.669
	$d_{1a} = 1221 \text{ nm}, \sigma(d_1) = 61 \text{ nm} (5.0\%); d_e = d_{2a} = 1137 \text{ nm}, \sigma(d_e) = 9 \text{ nm} (0.8\%)$										
ібл.	4.4. Pez	ултати	от хара	ктериз	иране п	юсредс	твом А	MOO I	а тън	кия сл	ой As40S40S

от представителния образец, състоящ се от слоя върху стъклена подложка, от {10}.

От правата линия апроксимиращата дисперсионната зависимост $1/(n_e^2 - 1) = f(E^2)$ за ДМУД за малките енергии $E < E_g$ на фотона са пресметнати параметрите $E_0 \cong 4.14$ eV и $E_d \cong 20.88$ eV за слоя As₄₀S₄₀Se₂₀ - Фиг. 4.9. Посредством екстраполиране на същата дисперсионна зависимост при $E \rightarrow 0$ се получава $n_e(\lambda \rightarrow \infty) \cong 2.388$ за слоя As₄₀S₄₀Se₂₀. От емпиричната зависимост $E_0 \approx 2E_g$ от [164] се оценява, че $E_g \approx 2.07$ eV.

За изследване на термоиндуцирани ефекти в слоеве $As_{40}Se_{20}$, някои свежи образци са нагрети при температура $\cong 160$ °C, която е значително по-малка от преходната температура за стъклото T_g, над която то преминава във вискозно или подобно на гума състояние, за около 24 часа. За изследване на фотоиндуцирани ефекти в слоеве $As_{40}Se_{20}$, други свежи образци са осветени посредством живачна лампа с интензитет $\cong 40$ mW/cm² и с филтър осигуряващ бяла светлина в широка спектрална област, за около 3 часа.

АМОО е използван за характеризиране на така нагрети или осветени тънки слоеве $As_{40}S_{60}Se_{20}$ върху стъклена подложка. Свежи тънки слоеве $As_{40}S_{60}$ и $As_{40}Se_{60}$ върху стъклена подложка са били характеризирани посредством АМОП в [174] и показателят на пречупване на обемни халкогенидни стъкла $As_{40}S_{60-x}Se_x$ при $\lambda = 5$ µm от инфрачервената област, който означаваме с $n_e(\lambda = 5$ µm), е бил пресметнат в [175]. От всички тези данни са построени зависимостите $n_e(\lambda)$ за тънки слоеве при x = 0, 20 и 60; както и $n_e(x, \lambda = 5 µm) - Фиг. 4.10$.

От малката графика на Фиг. 4.10 се вижда, че $n_e(x, \lambda = 5 \mu m)$ на обемни стъкла As₄₀S_{60-x}Se_x при x = [0, 20] нараства с увеличаване на съдържанието на Se, което е свързано с нарастване на диполната поляризация и се приписва на наличието на електрон в 'd' обвивката на атома на Se в сравнение с атома на S. При това, нарастването на $n_e(x, \lambda = 5 \mu m)$ на обемните стъкла е линейно, което е индикация за адитивно вграждане на атомите на Se в слоевете As₄₀S_{60-x}Se_x при x = [0, 20], съобразно със структурата на стъклата As₄₀S_{60-x}Se_x предложена в [177].

От малката графика на Фиг. 4.10 се вижда също, че $n_e(x, \lambda = 5 \mu m)$ на свежи тънки слоеве с x = 0, 20 и 60 също нараства линейно с увеличаване на съдържанието на Se. Показано е, че разликата $\Delta n_e(\lambda = 5 \ \mu\text{m})$ между $n_e(\lambda = 5 \ \mu\text{m})$ на обемно стъкло и на свеж тънък слой със състави As₄₀S₄₀Se₂₀ се дължи основно на разликата $\Delta \rho_m$ между техните масови плътности ρ_m . Близостта между $n_e(\lambda = 5 \ \mu\text{m})$ на нагретия тънък слой и на обемното стъкло със състави As₄₀S₄₀Se₂₀ се приписва на подобие на структурите им, в съгласие с резултати от [164].



Зависимостта на пресметнатия показател на поглъщане $\alpha_e(E)$ на свежи тънки слоеве As₄₀S₆₀ и As₄₀S₆₀ е обяснена в [174], въз основа на непреки позволени преходи на електрони от валентната в проводимата зона. В такъв случай, ширината на забранената зона E_g се определя от пресечната точка с абсцисната ос на правата линия, апроксимираща функцията на Таук $(\alpha_e E)^{1/2} = f(E)$ при $\alpha_e > 10^4$ сm⁻¹. От резултатите от Фиг. 4.11 за свежите тънки слоеве As₄₀S_{60-x}Se_x се вижда, че $E_g \cong 2.37$ eV, 2.07 eV и 1.8 eV за x = 0, 20 и 60.

Влиянието на нагряването или осветяването, на свеж тънък слой $As_{40}Se_{20}$ върху спектъра на пропускане $T(\lambda)$ на слоя върху стъклена подложка е показано на Фиг. 4.12, за областите на междинно и силно поглъщане в слоя. От голямата графика на Фиг. 4.12 се вижда, че нагряването на такъв слой обуславя червено отместване на видима светлина пропускана през слоя, което води до термо-потъмняване. Осветяването на такъв слой също обуславя червено отместване, което води до фото-потъмняване.

Ръбът на поглъщане за даден материал се определя от енергията на фотона над която има силно поглъщане и коефициентът на пропускане T(E) намалява към нула, поради електронен преход. Пресмятането на отместванията на ръба на поглъщане $\Delta E \cong 50$ meV за нагретия слой и $\Delta E \cong 90$ meV за осветения слой As₄₀S₄₀Se₂₀ е илюстрирано в малката графика на Фиг. 4.12.



4.6 Алгоритъм на МО с използване на два интерференчни спектъра на пропускане и на отражение на равномерен тънък слой върху прозрачна подложка

600

С модернизирането на спектрофотометрите нараства икономичността на сканиране на два интерференчни спектъра за даден образец на равномерен тънък слой върху прозрачна подложка при нормално и квази-нормално падане на TCCC, съответно спектър на пропускане $T(\lambda)$ и спектър на отражение $R(\lambda)$. За характеризиране на тънкия слой в такъв случай беше предложен алгоритъм, който наричаме алгоритъм на MO за $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$ (AMOПO), от Минков {1}.

В АМОПО от $\{1\}$ се предполага: валидност на (3.2), равномерност на дебелината на слоя, и използване на прозрачна подложка с $x_w(\lambda) = 1$ за всяка λ от $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$. АМОПО беше създаден за сканиране посредством ВИС спектрофотометър, поради което обикновено използваните стъклени подложки могат да се разглеждат като прозрачни подложки {13}. Същите предположения са били направени и в МО за $T(\lambda)$ на Сванепул [109].

В случая на нормално падане на ТССС към ТСВП и изпълнение на предположенията от предния параграф са изведени формули за използване в АМОПО. При това са получени изрази за пресмятане на $n_w(\lambda)$ съответно от обвивките $T_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$, както и първи приближения $n_1(\lambda_t)$ на показателя на пречупване на слоя, и $d_1(\lambda_t)$ на дебелината на слоя.

Блок-схема на АМОПО от {1} е показана на Фиг. 4.13 и са коментирани особености на стъпките на АМОПО, които се различават от тези за съответните стъпки на АМОО. В АМОПО, обвивките $T_{+}(\lambda)$ и $T_{-}(\lambda)$ на $T(\lambda)$ могат да бъдат пресметнати посредством ПАПОИСП от Фиг. 3.7 и обвивките $R_{+}(\lambda)$ и $R_{-}(\lambda)$ на $R(\lambda)$ - посредством ПАПОИСО от Фиг. 3.12. Пресметнатите показател на пречупване $n_e(\lambda)$ и показател на затихване $k_e(\lambda)$ на слоя могат да бъдат изчислени безмоделно, за произволна λ от интерференчния участък на $R(\lambda)$.



Фиг. 4.15. Алгоритъмът за характеризиране на равномерен тънък слои от интерференчни спектър на пропускане $T(\lambda)$ и спектър на отражение $R(\lambda)$ на слоя върху прозрачна подложка, сканирани при нормално падане на ТССС (АМОПО), от {1}.

4.7 Характеризиране на моделен образец на равномерен тънък слой a-Si:Н върху прозрачна стъклена подложка посредством АМОПО

АМОПО е валидиран посредством прилагането му за характеризиране на аналитичния модел на тънък слой a-Si:Н върху стъклена подложка, използван за Фиг. 3.6, при дебелина на слоя $d_f = 1000$ nm. АМОПО е използван за няколко различни стойности на величината $AE[T(\lambda), R(\lambda)] = |\Delta T(\lambda)| = |\Delta R(\lambda)| =$ константа > 0, представляваща абсолютната грешка в пресметнатите обвивки на $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$ спрямо истинските обвивки, след достигане на която завършва итерационното изчисление на стъпка А9. Резултатите са показани в Табл. 4.6.

λ	$ \Delta T =$	$n_{\rm e}(\lambda)$	$k_{\rm e}(\lambda)$	λ	$ \Delta T =$	$n_{\rm e}(\lambda)$	$k_{\rm e}(\lambda)$			
(nm)	$= \Delta R$			(nm)	$= \Delta R$					
	От обви	вките Т	$_{+}(\lambda)$ и $R_{-}(\lambda)$		От обви	вките Т.	(λ) и $R_+(\lambda)$			
859	1×10^{-8}	3.007	7.373×10^{-5}	859	1×10^{-3}	3.007	7.373×10^{-5}			
	1×10^{-6}	3.006	7.372×10^{-5}		3×10^{-3}	3.006	7.363×10^{-5}			
	1×10^{-5}	2.963	7.418×10^{-5}		1×10^{-2}	2.966	6.521×10^{-5}			
	1×10^{-4}	1.951	8.921×10^{-5}	581	1×10^{-3}	3.488	0.01271			
581	1×10^{-4}	3.488	0.01271		3×10^{-3}	3.488	0.01270			
	1×10^{-3}	3.491	0.01271		1×10^{-2}	3.460	0.01237			
	1×10^{-2}	3.491	0.01271	539	1×10^{-4}	3.634	0.06351			
539	1×10^{-4}	3.634	0.06351		1×10^{-3}	3.634	0.06351			
	3×10^{-3}	3.634	0.06351		3×10^{-3}	3.634	0.06348			
	1×10^{-2}	3.588	0.06351		1×10^{-2}	3.625	0.06196			
	От обви	вките Т	$_{+}(\lambda)$ и $T_{-}(\lambda)$		От обви	вките <i>R</i> .	$_{+}(\lambda)$ и $R_{-}(\lambda)$			
859	1×10^{-4}	3.007	7.373×10^{-5}	859	1×10^{-5}	3.007	7.373×10^{-5}			
	1×10^{-3}	3.007	7.366×10^{-5}		1×10^{-4}	3.006	6.784×10^{-5}			
	3×10^{-3}	3.006	7.366×10^{-5}		3×10^{-3}	3.006	6.784×10^{-5}			
	1×10^{-2}	2.966	8.131×10^{-5}		1×10^{-2}	2.968	1.965×10^{-5}			
581	1×10^{-4}	3.488	0.01271	581	1×10^{-4}	3.488	0.01271			
	3×10^{-3}	3.488	0.01271		3×10^{-3}	3.505	0.01283			
	1×10^{-2}	3.442	0.01284		1×10^{-2}	3.505	0.01283			
539	1×10^{-4}	3.634	0.06351	539	1×10^{-4}	3.634	0.06351			
	1×10^{-3}	3.652	0.06323		1×10^{-3}	3.634	0.06320			
	3×10^{-3}	3.652	0.06323		3×10^{-3}	3.634	0.06320			
$1 \times 10^{-2} 3.765 0.05982 1 \times 10^{-2} 3.632 0.05803$										
Табл. 4.6. Пресметнати $n_e(\lambda)$ и $k_e(\lambda)$ с използване на АМОПО, истинските обвивки от Фиг. 3.6, начални приближения $n_{\rm H} = 2.6$ и $k_{\rm H} < k_{\rm f}$ на стъпката А9, и $d_{\rm e} = 999.9$ nm.										
$E[T(\lambda), R(\lambda)] = \Delta T(\lambda) = \Delta R(\lambda) = \kappa$ онстанта > 0 представлява абсолютната грешка										
B	пресметнати	те обви	вките на $T(\lambda)$	и $R(\lambda)$ с	прямо истин	ските о	бвивки,			

след достигане на която завършва итерационното изчисление на стъпка А9.

Данните от Табл 4.6 показват, че когато $|\Delta T(\lambda)| = |\Delta R(\lambda)| \rightarrow 0$, пресметнатите стойности на показателя на пречупване и показателя на затихване на слоя са $n_e(\lambda) \rightarrow n_f(\lambda)$ и $k_e(\lambda) \rightarrow k_f(\lambda)$. Вижда се също, че стойностите на $n_e(\lambda)$ и $k_e(\lambda)$ са най близки до истинските стойности $n_f(\lambda)$ и $k_f(\lambda)$, когато са използвани обвивките $T_{-}(\lambda)$ и $R_{+}(\lambda)$ на стъпка А9 от АМОПО. При абсолютна грешка AE $[T(\lambda), R(\lambda)] = 0.003$ в пресметнатите обвивки и използване на АМОПО с $T_{-}(\lambda)$ и $R_{+}(\lambda)$ на стъпка А9 се оказва, че $n_e(\lambda) \cong n_f(\lambda)$ и $k_e(\lambda) \cong k_f(\lambda)$.

При използване на истинските обвивки на $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$, резултатът от итерационното изчисление на $n_e(\lambda)$ и $k_e(\lambda)$ на стъпка А9 не е $n_f(\lambda),k_f(\lambda)$ за всяко начално приближение $n_{\rm H},k_{\rm H}$. Посредством пресмятане на областите на сходимост на $n_{\rm H},k_{\rm H}$ към $n_f(\lambda),k_f(\lambda)$ е показано, че изчислението с използване на $T_{-}(\lambda)$ и $R_{+}(\lambda)$ може да започне от $n_{\rm H} \cong n_{\rm W},k_{\rm H} = 1 \times 10^{-4}$ за найголямата дължина на вълната $\lambda_{\rm L}$ от интерференчния участък на $R(\lambda)$. Препоръчва се изчисленията на стъпка А9 да се извършват за намаляващи λ с $n_{\rm H},k_{\rm H}$ равни на пресметнатите $n_{\rm e},k_{\rm e}$ за предходната λ .

За изследване на влиянието на абсолютна грешка $AE[T(\lambda), R(\lambda)] = 0.003$ в пресметнатите обвивки върху точността на характеризиране на слоя посредством АМОПО, в Табл. 4.7 са показани относителните грешки $RE[n_e(\lambda)]$ и $RE[k_e(\lambda)]$ при пресмятането на $n_e(\lambda)$ и $k_e(\lambda)$. Най-голямата точност на характеризиране на слоя постигната с използване на обвивките $T_{-}(\lambda)$ и $R_{+}(\lambda)$ на стъпка А9 от АМОПО се дължи на по-силните зависимости на T_{-} и R_{+} от $n_f(\lambda)$, и от λ .

$T_+(\lambda)$	$R_{-}(\lambda)$	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}$ (%)	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}} (\%)$	$T_+(\lambda)$	$R_{-}(\lambda)$	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}$ (%)	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}}$ (%)	$T_+(\lambda)$	$R_{-}(\lambda)$	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}$ (%)	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}}$ (%)
	$\lambda = 539$	nm			$\lambda = 581$	nm			$\lambda = 683$	3 nm	
0.137	0.252	-0.1	0.1	0.613	0.110	1.1	-0.8	0.898	0.080	-8.7	9.4
0.134	0.255	0.6	1.1	0.610	0.113	7.0 3.5 0.895 0.083 разходимо					
0.140	0.249	-0.7	-0.9	0.616	0.107	-4.0	1.2	0.901 0.077 разходимос			
$T_{-}(\lambda)$	$R_+(\lambda)$	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}$ (%)	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}} (\%)$	Τ_(λ)	$R_{+}(\lambda)$	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}(\%)$	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}}(\%)$	Τ_(λ)	$R_+(\lambda)$	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}$ (%)	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}}(\%)$
	$\lambda = 539$	nm			$\lambda = 58$	1 nm			$\lambda = 683$	3 nm	
0.111	0.396	0.1	0.3	0.319	0.542	0.1	-0.2	0.426	0.564	0.0	4.0
0.108	0.399	1.0	1.5	0.316	0.545	0.6	0.4	0.423	0.567	0.0	4.5
0.114	0.393	-0.9	-0.9	0.322	0.539	-0.5	0.6	0.429	0.561	0.5	3.6
$T_+(\lambda)$	Τ-(λ)	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}$ (%)	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}}(\%)$	$T_+(\lambda)$	Τ_(λ)	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}$ (%)	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}}$ (%)	$T_+(\lambda)$	Τ_(λ)	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}$ (%)	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}}$ (%)
	$\lambda = 539$	nm			$\lambda = 581$	nm			$\lambda = 683$	3 nm	
0.137	0.111	0.9	-0.4	0.613	0.319	0.0	0.0	0.898	0.426	0.0	2.4
0.134	0.108	2.8	0.0	0.610	0.316	0.6	0.9	0.895	0.423	0.4	15.9
0.134	0.114	-8.8	5.8	0.610	0.322	-0.9	2.0	0.895	0.429	-0.6	16.7
$R_+(\lambda)$	$R_{-}(\lambda)$	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}$ (%)	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}}$ (%)	$R_{+}(\lambda)$	$R_{-}(\lambda)$	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}$ (%)	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}}$ (%)	$R_+(\lambda)$	$R_{-}(\lambda)$	$\frac{\Delta n_{\rm e}}{n_{\rm f}}$ (%)	$\frac{\Delta k_{\rm e}}{k_{\rm f}}$ (%)
	$\lambda = 539$	nm			$\lambda = 581$	nm			$\lambda = 683$	3 nm	
0.396	0.252	0.0	-0.1	0.542	0.110	0.2	0.9	0.564	0.080	-0.2	-20.2
0.393	0.255	0.0	2.8	0.539	0.113	0.5	8.4	0.561	0.083	1.3	244.3
0.393	0.393 0.249 -0.8 -0.7 0.539 0.107 -1.0 -5.0 0.561 0.077 разходимост										
Табл. пресм	Табл. 4.7. Относителни грешки $\operatorname{RE}\left[n_{e}(\lambda)\right] = \Delta n_{e} /n_{f}(\lambda)$ и $\operatorname{RE}\left[k_{e}(\lambda)\right] = \Delta k_{e} /k_{f}(\lambda)$ при пресмятането на $n_{e}(\lambda)$ и $k_{e}(\lambda)$ с използване на АМОПО, вследствие на абсолютна грешка										
$AE[T(\lambda)]$	$\mathbb{E}[T(\lambda), R(\lambda)] = 0.003$ в пресметнатите обвивки на $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$. Данните за истинските обвивки										
L \ /	на	T(λ) и R(.	λ) са нан	есени в	правот	ыгълните	е області	и оцвет	ени в с	ИВО.	

Неточно пресметнатите стойности $n_e(\lambda)$ и $k_e(\lambda)$ при използване на обвивките $T_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$ в областите на квази-прозрачност и слабо поглъщане в слоя се дължат на относителната независимост на $T_+(\lambda)$ и $R_-(\lambda)$ от $n_f(\lambda)$, а оттам и от λ , в тези спектрални области. Неточно пресметнатите стойности $n_e(\lambda)$ и $k_e(\lambda)$ при използване на обвивките $T_+(\lambda)$ и $T_-(\lambda)$ в областта на силно поглъщане в слоя се дължат на рязкото спадане на $T_+(\lambda)$, и $T_-(\lambda)$ и $T_-(\lambda)$ към 0 с намаляване на λ в областта на силно поглъщане в слоя, съобразно с Фиг. 3.6.

4.8 Характеризиране на равномерен тънък слой Ge₂₈As₁₂S₆₀ посредством АМОПО и АМОП

Показани са резултати публикувани в {1} от характеризиране посредством АМОП и АМОПО на експериментални образци на равномерен тънък слой от халкогенидното стъкло Ge₂₈As₁₂S₆₀, изготвени с термично изпарение във вакуум върху стъклени подложки и използване на планетарно въртяща система. $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$ за представителен образец на тънък слой Ge₂₈As₁₂S₆₀ върху стъклена подложка са сканирани при нормално падане на TCCC с Perkin-Elmer 330 спектрофотометър в Института по Физика на Твърдото Тяло-София.

Поради липсата на компютърен код за пресмятане на допирателните точки на $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$ с техните обвивки, в {1} са използвани точките на максимумите и точките на минимумите на $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$. Пресметнатите резултати за d_e , $n_e(\lambda)$ и $k_e(\lambda)$ са представени в Табл. 4.8, от която се вижда, че $n_e(\lambda)$ и $k_e(\lambda)$ пресметнати посредством АМОП са много близки до съответните $n_e(\lambda)$ и $k_e(\lambda)$ пресметнати посредством АМОПО, в областите на квази-прозрачност и слабо поглъщане в слоя.

$\lambda_{\rm M}, \lambda_m$	$T_{+}(\lambda)$	$T_{-}(\lambda)$	$R_{+}(\lambda)$	$n_{\rm e}(\lambda)$ OT	$k_{\rm e}(\lambda)$ ot	$n_{\rm e}(\lambda)$ ot	$k_{\rm e}(\lambda)$ ot			
(nm)				AMOII	AMOII	AMOIIO	AMOIIO			
766	0.930	0.667	0.331	2.281	9.950×10^{-5}	2.278	9.930×10^{-5}			
729	0.930	0.663	0.335	2.292	9.961×10^{-5}	2.290	9.937×10^{-5}			
699	0.928	0.657	0.340	2.306	1.607×10^{-4}	2.307	1.434×10^{-4}			
668	0.926	0.651	0.344	2.321	2.165×10^{-4}	2.321	2.303×10^{-4}			
641	0.922	0.645	0.347	2.333	3.282×10^{-4}	2.334	3.555×10^{-4}			
617	0.916	0.638	0.351	2.348	4.899×10^{-4}	2.349	4.736×10^{-4}			
596	0.907	0.629	0.354	2.367	7.261×10^{-4}	2.364	7.128×10^{-4}			
575	0.892	0.617	0.356	2.378	1.114×10^{-3}	2.381	1.104×10^{-3}			
557	0.870	0.602	0.356	2.396	1.677×10^{-3}	2.395	1.685×10^{-3}			
540	0.836	0.582	0.354	2.412	2.553×10^{-3}	2.411	2.533×10^{-3}			
524	0.783	0.552	0.348	2.428	3.964×10^{-3}	2.427	3.942×10^{-3}			
509	0.704	0.508	0.336	2.442	6.224×10^{-3}	2.443	6.217×10^{-3}			
493	0.573	0.436	0.308	2.447	0.01059	2.444	0.01059			
477	0.372	0.318	0.265	2.447	0.01990	2.439	0.01986			
463	0.198	0.179	0.221	2.451	0.03361	2.436	0.03364			
450	0.061	0.059	0.188	2.457	0.05967	2.429	0.05986			
438	0.007	0.007	0.175	2.464	0.10763	2.421	0.10782			
$n_{\rm w} = 1.458$, $d_{\rm e} = 1511$ nm										
абл. 4.8.	абл. 4.8. Пресметнати показател на пречупване $n_{\rm e}(\lambda)$ и показател на затихване $k_{\rm e}(\lambda)$									

на тънкия слой Ge₂₈As₁₂S₆₀ върху стъклена подложка от представителния образец, изчислени посредством АМОП и АМОПО с използване на $T_{-}(\lambda)$ и $R_{+}(\lambda)$, от {1}.

От Табл. 4.8 се вижда също, че $n_e(\lambda)$ пресметнат посредством АМОП нараства монотонно с намаляване на λ в целия интерференчен участък на $R(\lambda)$. С намаляване на λ , $n_e(\lambda)$ пресметнат посредством АМОПО също нараства монотонно в областите на квази-прозрачност и слабо поглъщане в слоя, обаче достига максимална стойност при $\lambda \sim 500$ nm, и намалява в областта на силно поглъщане в слоя.

Разликата между $k_{\rm e}(\lambda)$ пресметнати посредством АМОП и АМОПО не превишава 1.5% за всяка λ от интерференчния участък на $R(\lambda)$ на тънкия слой Ge₂₈As₁₂S₆₀, като $k_{\rm e}(\lambda)$ нараства

монотонно с намаляване на λ . Подобни зависимости на $k_e(\lambda)$ и наличие на максимум на $n_e(\lambda)$ са били получени и за халкогенидните стъкла с подобни състави Ge₄₀S₆₀ [178] и Ge_xAs₄₀S₆₀ при x = [0,120] [182].

По общо казано, зависимости на $n_e(\lambda)$ и $k_e(\lambda)$ подобни на пресметнатите посредством АМОПО за тънкия слой Ge₂₈As₁₂S₆₀ от 4.9.46 се получават в рамките на дисперсионния модел на едноелектронния осцилатор на Лоренц от (3,1) [183], който в разглеждания тук случай на $n_e(\lambda) >> k_e(\lambda)$ е валиден за всички изследвани стъкла в [121]. Това показва, че характеризирането на тънък слой върху стъклена подложка в областите на междинно и силно поглъщане в слоя е по-точно когато се използва АМОПО с $T_-(\lambda)$ и $R_+(\lambda)$, в сравнение с АМОП.

Обръщаме внимание на факта, че АМОП, АМОО и АМОПО са били валидирани съответно в [109], {2} и {1}, за характеризиране на аналитичния модел на равномерен тънък слой a-Si:Н върху прозрачна стъклена подложка от (3.27), при дебелина на слоя d_f = 1000 nm. Тъй като този моделен образец се отличава със широка спектрална област на квази-прозрачност на слоя с $x_f(\lambda) \ge 0.98$, това благоприятства точно МО характеризиране на слоя. Причините за това са, че в спектралната област на квази-прозрачност на слоя са изпълнени по-точно: интерференчните условия, изразите за показателя на пречупване на подложката, както и израза за дебелината на слоя. Поради това, прилагане на тези МО методи за характеризиране на тънък слой без широка спектрална област на квази-прозрачност с $x_f(\lambda) \ge 0.98$, не гарантира високата точност на характеризиране на слоя отбелязана в Раздел 4.7.

Глава 5 / МО характеризиране на неравномерен тънък слой от интерференчен спектър на пропускане при нормално падане на ТССС към слоя върху непрозрачна подложка

5.1 Основи на MO характеризирането на неравномерен тънък слой от ТСВП с използване на един интерференчен спектър на пропускане

В алгоритмите за характеризиране на тънкия слой от ТСВП с използване на интерференчен спектър на отражение $R(\lambda)$ на образеца описани в Глава 4 се предполага, че слоят е с равномерна дебелина $d_f =$ константа.

Тъй като степента на неравномерност по дебелина не е известна, обаче, дебелината на равномерен или неравномерен слой може да представи по-обшо ce като $d_{f} = [\overline{d}_{f} - \Delta d_{f}, \overline{d}_{f} + \Delta d_{f}]$ в областта на светлинното петно от TCCC, където $\overline{\mathbf{d}}_{\mathbf{f}}$ е средната дебелина и Δd_f е максималното отклонението от средната дебелина на слоя, което наричаме неравномерност на слоя – Фиг. 5.1. Представени са формули за спектъра на пропускане $T(\lambda)$ на ТСВП от Фиг. 5.1 и неговите обвивки, за $\overline{\mathbf{d}}_{\mathrm{f}} >> \Delta \mathbf{d}_{\mathrm{f}}$, $k_{\rm w} = 0$ и $\Phi = 0^{\rm o}$.



Фиг. 5.1. Нормално падане и пропускане на ТССС през образец на неравномерен тънък слой върху непрозрачна подложка. Дебелината на слоя в областта на светлинното петно от ТССС е $d_f = [\overline{d}_f - \Delta d_f, \overline{d}_f + \Delta d_f]$, със средна стойност \overline{d}_f и неравномерност Δd_f .

5.2 Формулиране и алгоритъм на МО с използване на един спектър на пропускане на неравномерен тънък слой върху непрозрачна подложка

На Фиг. 5.2 са показани спектрите на пропускане $T(\lambda)$ сканирани при нормално падане на ТССС с $\lambda = [200, 3000]$ nm, за 4 вида маркови голи подложки с дебелина dw ~ 1 mm, от {13}. Вижда се, че стъклените подложки поглъщат слабо за 400 nm $< \lambda <$ 2000 nm, силно за 400 nm > λ > 2700 nm, и за 2000 nm < λ < 2700 nm има междинно поглъщане с $x_w(\lambda)$ < 0.95, което нараства с λ . Това показва, че стъклените подложки са подходящи за МО характеризиране на тънък слой върху такава подложка за 400 nm $< \lambda < 2700$ nm, при използване на УВ/ВИС/НИР но спектрофотометър трябва да се отчита поглъщането в подложката, поне за 2000 $nm < \lambda < 2700 nm$. Отбелязваме, че в МО за $T(\lambda)$ на Сванепул от [109] и [111] не се отчита поглъшането в подложката.



Във връзка с това, в Глава 5 са представени алгоритми за МО характеризиране на образец на неравномерен по дебелина тънък слой върху поглъщаща подложка, като се предполага валидност на (3.2), с използване на един интерференчен спектър $T(\lambda)$ на образеца, сканиран при нормално падане на ТССС. Тези алгоритми са използвани за характеризиране на такъв тънък слой върху стъклена подложка. Изведени са и формули за спектъра на пропускане $T(\lambda)$ на образец на неравномерен по дебелина слой с $\bar{\mathbf{d}}_{f} >> \Delta \mathbf{d}_{f}$ върху поглъщаща подложка, и за $T_{\pm}(\lambda_{t})$ за всички допирателни точки на $T(\lambda)$ с обвивките му $T_{+}(\lambda)$ и $T_{-}(\lambda)$, от {13}.

Увеличаване на неравномерността Δd_f на слоя се проявява в следните особености на $T(\lambda)$: отсъствие на участък с $T_+(\lambda) \cong T_w(\lambda)$ в областта на квази-прозрачност на слоя, спад на $T_+(\lambda)$ и намаляване на разстоянието $T_w(\lambda) - T_+(\lambda)$ с намаляване на λ . От друга страна, грешка допусната на някоя стъпка на МО алгоритъм се разпространява през остатъка от алгоритъма и води до неточно характеризиране на слоя. Поради тези причини, Сванепул е усъвършенствал алгоритъма АМОП за МО характеризиране на равномерен тънък слой върху прозрачна подложка от [109], и в [111] е предложил алгоритъм за МО характеризиране на неравномерен тънък слой върху прозрачна подложка, който наричаме АМОНСПП.

Съобразно с Фиг. 5.2, поглъщането в стъклените подложки може да бъде пренебрегнато при използване на УВ/ВИС спектрофотометър, поради което в този случай използване на АМОНСПП може да доведе до точно характеризиране на тънък слой върху стъклена подложка. При използване на УВ/ВИС/НИР спектрофотометър обаче, трябва да се отчита поглъщането в подложката, поне за 2000 nm $< \lambda < 2700$ nm. Вследствие на нарастващата употреба на УВ/ВИС/НИР спектрофотометъм за характеризиране на неравномерен тънък слой върху непрозрачна подложка, който наричаме АМОНСНП, е предложен от Маркез, Минков и други в {13}.



5.3 Характеризиране на равномерен тънък слой As40S60 и на неравномерен тънък слой As40S60 върху непрозрачна подложка с използване на АМОНСНП

Представени са два образеца, изготвени от тънък слой от халкогенидното стъкло $As_{40}S_{60}$ върху подложка от микроскопско стъкло BDH Superpremium с дебелина 1 mm, в Университета на Кадиз, Испания. Първият образец е изготвен с използване на планетарно въртяща система, поради което слоят му е с относително равномерна дебелина. Вторият образец съдържа слой, който е отложен посредством химично отлагане и има относително неравномерна дебелина. Сканираните спектри на пропускане на тези два образеца са показани на Фиг. 5.5 и Фиг 5.6.





ВDH Superpremium и спектъра на пропускане $T_{\rm w}(\lambda)$ на голата подложка. Зависимостта $\Delta d_1(\lambda_t)$ пресметната на стъпка Б1 на АМОНСНП. От платото в $\Delta d_1(\lambda_t)$ се определя $\Delta d_e \cong 50$ nm на стъпка Б2 (малката графика).

Равномерният слой от първия образец е характеризиран посредством АМОП от [109], а неравномерния слой от втория образец - посредством АМОНСПП и АМОНСНП, и получените резултати са анализирани. Пресметнатите резултати за показателя на пречупване $n_e(\lambda_t)$, показателя на затихване $k_e(\lambda)$, и параметрите E_0 и E_d от ДМУД са представени на Фиг. 5.7 за равномерния слой и на Фиг. 5.8 за неравномерния слой, със и без отчитане на поглъщането в подложката.



Фиг. 5.7. Пресметнатите показател на пречупване $n_e(\lambda)$, показател на затихване $k_e(\lambda)$, E_0 и E_d за равномерния тънък слой As₄₀S₆₀. Горната крива за $n_e(\lambda)$ е пресметната с пренебрегване на поглъщането в подложката. Долната крива за $n_e(\lambda)$ е пресметната с отчитане на поглъщането в подложката.



Фиг. 5.8. Пресметнатите показател на пречупване $n_e(\lambda)$, показател на затихване $k_e(\lambda)$, E_0 и E_d за неравномерния тънък слой As₄₀S₆₀. Горната крива за $n_e(\lambda)$ е пресметната с пренебрегване на поглъщането в подложката. Долната крива за $n_e(\lambda)$ е пресметната с отчитане на поглъщането в подложката.

5.4 Алгоритъм за оптимизиране на МО с използване на един спектър на пропускане на равномерен или неравномерен тънък слой върху прозрачна или непрозрачна подложка

В Разделите 4.3, 4.7 и 5.1 е обяснено, че АМОП от [109], АМОО от {2}, АМОПО от {1} и АМОНСПП от [111], са били валидирани с използване на аналитичния модел на тънък слой а-Si:H, от [109] и Фиг. 3.6 с $\bar{d}_f = 1000$ nm, който има широка спектрална област на квазипрозрачност. За разлика от а-Si:H, в нехидрогенирания аморфен силиций а-Si има несдвоени атомни електрони, които създават свързани състояния на електрони в забранената зона.

Ние направихме неуспешни опити за точно характеризиране на тънки слоеве a-Si върху стъклени подложки посредством АМОП и АМОНСНП. Освен това, в АМОНСНП има 3 регулируеми параметъра: пресметнатата неравномерност Δd_e на слоя определена на стъпка Б2, броят N_1 на последователните λ_t от които се определя първото приближение d_{1a} на средната дебелина на слоя на стъпка Б5, и броят N_2 на последователните λ_t от които се определя второто приближение d_{2a} на средната дебелина на слоя на стъпка Б9.

Поради неточностите възникващи при характеризиране на тънък слой посредством АМОП, АМОНСПП или АМОНСПП, е предложен алгоритъм за оптимизирано МО характеризиране на тънкия слой от ТСВП, с използване на интерференчен спектър $T(\lambda)$ сканиран при нормално падане на ТССС (АОМОП) от Минков, Маркез и други {18}.

АОМОП e създаден с цел точно характеризиране на тънкия слой от ТСВП, независимо от това дали слоят има или няма широка област на квази-прозрачност, както и от това дали слоят има равномерна или неравномерна дебелина върху прозрачната или непрозрачна подложка. В АОМОП, обвивките $T_{\pm}(\lambda)$ на $T(\lambda)$ се пресмятат посредством ПАПОИСП от {14}, и се използва показател на грешката (ПГ), съобразно с предложението на Минков, Маркез и други от [186]. АОМОП съдържа същите части А и В от АМОНСНП на Фиг. 5.4, като оградената с пунктирана линия част Б от АМОНСНП, която съдържа стъпките Б1 до Б10, е уголемена. Блок-схема на частта Б от АОМОП е показана на Фиг. 5.9. За намаляване времето на на компютърно пресмятане. характеризирането на слоя ce извършва посредством двукратно или трикратно изпълнение на АОМОП, като началния интервал $HU_{\Lambda d} = [\Delta d_l, \Delta d_h]$ е намаляван при всяко следващо изпълнение на АОМОП. В края на всяко частта Б ОТ АОМОП изпълнение на ca пресметнати прецизирани стойности на характеристики на слоя и алгоритъма, означени с долен индекс 'п'. Обяснени са особеностите на всяко от трите изпълнения на алгоритъма.



Фиг. 5.9. Част **Б** от алгоритъма за оптимизиране на MO за характеризиране на равномерен или неравномерен тънък слой върху прозрачна или непрозрачна подложка, с използване на интерференчен спектър $T(\lambda)$ (AOMOII), от {18}.

5.5 Характеризиране на моделни образци на неравномерен тънък слой върху непрозрачна стъклена подложка посредством АОМОП

Представени са четири аналитични модели на тънък слой с $n_f(\lambda)$ както за a-Si:H от [109] и Фиг. 3.6 и средна дебелина $\bar{d}_f = 1000$ nm, които описват слоеве с: широка област на квазипрозрачност с $k_f(\lambda) = k_{f0}(\lambda)$ от [109] и Фиг. 3.6, и без област на квази-прозрачност с $k_f(\lambda) = k_{f0}(\lambda)+0.01$ и коефициент на прозрачност $x_f(\lambda=1000$ nm) = 0.88 от областта на междинно поглъщане; както и на слоеве с малка неравномерност $\Delta d_f = 3$ nm, и с голяма неравномерност $\Delta d_f = 30$ nm. Четири моделни образеца съответстват на всеки от четирите моделни слоя върху моделна стъклена подложка Corning 7059 с дебелина 0.9 mm, като подложката на образеца A038 описан в Раздел 3.5.

Пресметнатият интерференчен спектър на пропускане $T(\lambda)$ на моделния образец с $k_{\rm f}(\lambda) = k_{\rm f0}(\lambda)$ и $\Delta d_{\rm f} = 30$ nm, които представят слой неравномерност a-Si:H с голяма върху моделната подложка, е показан на Фиг. 5.10. Сравняване на Фиг. 5.10 И Фиг. 3.6. съответстваща на равномерен слой a-Si:H, оказва 🖡 въздействията показва които неравномерността Δd_f на слоя върху $T(\lambda)$ на образеца, описани в Раздел 5.2. Оказва се, че поглъщането в слоя и неравномерността Δd_f на слоя водят до подобни промени в $T(\lambda)$, което затруднява разграничаването на приносите на поглъщането и неравномерността на слоя, при характеризирането на образец състоящ се от тънък слой върху стъклена подложка.

Всеки от четирите моделни слоя OT моделните образци характеризиран e посредством първите две изпълнения на АОМОП, с използване на пет различни ПГ. Анализ на пресметнатите резултати показва, че обща абсолютна грешка при по-малка пресмятането на Δd_{Π} и d_{Π} се получава с използване на ПГ RMSE $(m,m_e)/N_2$ в сравнение с RMSE (m,m_e) , и на $\sigma(d_2)/N_2$ в сравнение с $\sigma(d_2)$.





Четирите моделни слоя от моделните образци са характеризирани отново посредством първите две изпълнения на АОМОП, като вместо $T_{\pm}(\lambda_t)$ за допирателните точки на $T(\lambda)$ са използвани $T_{\pm}(\lambda_{extr})$ за точките на очевидните екстремуми на $T(\lambda)$. Сравняване на така получените резултати с пресметнатите резултатите описани в предния параграф показва, че значително помалка обща абсолютна грешка при пресмятането на Δd_{π} и \overline{d}_{π} се получава с използване на $T_{\pm}(\lambda_t)$, в сравнение с $T_{\pm}(\lambda_{extr})$. Поради това, при характеризиране на тънък слой върху стъклена подложка посредством даден алгоритъм, ние винаги използваме $T_{\pm}(\lambda_t)$ за допирателните точки на сканирания интерференчен спектър $T(\lambda)$, а не неговите точки на очевидните екстремуми.

5.6 Характеризиране на неравномерни тънки слоеве а-Si посредством АОМОП Образците А038 и А041 съдържащи тънък слой а-Si върху стъклена подложка са описани в Раздел 3.5, и техните пресметнати обвивки $T_{\pm}(\lambda)$ са показани съответно на Фиг. 3.10 и Фиг.3.11. Двата слоя от тези образци са характеризирани посредством АОМОП с ПГ RMSE $(m,m_e)/N_2$ и ПГ $\sigma(d_2)/N_2$, като са използвани коригирани $T_{\pm}(\lambda_1)$ относно ширината на изходния процеп S_{sl} на спектрофотометъра, както е препоръчано в [109]. Обсъдени са особености на всяко от трите изпълнения на алгоритъма.

Резултатите от това характеризиране показват способността на АОМОП да функционира правилно независимо от избора на началната стойност на N_1 , която се фиксира при първото изпълнение на алгоритъма. Освен това се оказва, че алгоритъмът може да бъде изпълнен само два пъти за характеризиране на слоя при използване на ПГ $\sigma(d_2)/N_2$; както и че алгоритъмът трябва да бъде изпълнен трикратно при използване на ПГ RMSE $(m,m_e)/N_2$.

Оптимизираните стойности $n_0(\lambda_t)$ на показателя на пречупване и $x_0(\lambda_t)$ на коефициента на прозрачност, пресметнати посредством АОМОП с ПГ $\sigma(d_2)/N_2$ за слоя от образеца А038 са показани на Фиг. 5.15, и за слоя от образеца А041 - на Фиг. 5.16.



Независимо измерване посредством сканиращ електронен микроскоп (CEM) показа, че средната дебелина на слоя от образеца A038 е $\vec{d} \cong 780$ nm и средната дебелина на слоя от образеца A041 е $\vec{d} \cong 3920$ nm. Освен това, двата слоя от образците A038 и A041 са характеризирани посредством AMOHCHII от {13}. Сравняване на резултатите от характеризирането на двата слоя от образците A038 и A041 посредством AMOHCHII от {13}, с тези от CEM данните за средната дебелина на слоя показва, че относителните грешки при пресмятането на средната дебелина на слоя посредством AMOHCHII са: $RE(\vec{d}_e) \cong 38\%$ за слоя от образеца A038 и $RE(\vec{d}_e) \cong 25\%$ за слоя от образеца A041. От друга страна, сравняване на резултатите от Taбл. 5.5 със CEM данните за средната дебелина \vec{d} на двата дебелина \vec{d} на двата дебелина \vec{d} на двата слоя а-Si от образците A038 и A041, с голяма разлика в средните дебелини показва, че относителната грешка при пресмятането на средната дебелина на слоя посредством AMOHCHII со дебелина то собразците A038 и A041, с голяма разлика в средните дебелини показва, че относителната грешка при пресмятането на средната дебелина на слоя посредством AMOHCHII со слоя а-Si от образците A038 и A041, с голяма разлика в средните дебелини показва, че относителната грешка при пресмятането на средната дебелина на слоя посредством AMOHCIII со слоя а-Si от образците A038 и A041, с голяма разлика в средните дебелини показва, че относителната грешка при пресмятането на средната дебелина на слоя посредством AOMOII е RE(\vec{d}_0) < 0.4%.

5.7 Алгоритъм за оптимизиране на графичния МО с използване на един спектър на пропускане на равномерен или неравномерен тънък слой

върху прозрачна или непрозрачна подложка

В основополагащата за МО публикация [109] на Сванепул е предложена и негова разновидност, наречена графичен метод на обвивките (ГМО) за характеризиране на равномерен тънък слой върху прозрачна подложка, от спектъра на пропускане $T(\lambda)$ на образеца сканиран при нормално падане на ТССС; и алгоритъм за характеризиране на равномерния слой, който наричаме АГМОП. В първата публикация за характеризиране на неравномерен тънък слой върху прозрачна подложка посредством МО от $T(\lambda)$ [111], е предложен подобрен ГМО за използване в този случай.

В [188], ГМО от [111] е модифициран за характеризиране на неравномерен тънък слой, въз основа на по-точно пресмятане на показателя на пречупване на подложката; и е използван за характеризиране на слоевете $A_{s40}S_{60}$ върху стъклени подложки, със спектри на пропускане $T(\lambda)$ от Фиг. 5.5 и Фиг. 5.6. В ГМО от [109], [111] и [188] се предполага валидност на съотношенията (3.2), и не се отчита точно поглъщането в подложката. Алгоритъмът на ГМО за характеризиране на неравномерен тънък слой от интерференчния спектър на пропускане на слоя върху прозрачна подложка наричаме АГМОНСПП.

За изследване на точността на АГМОНСПП са разгледани два от аналитичните модели на тънък слой с $n_f(\lambda)$ както за a-Si:H от [109] и Фиг. 3.6, със средна дебелина $\bar{d}_f = 1000$ nm и неравномерност $\Delta d_f = 30$ nm, които описват слоеве с: широка област на квази-прозрачност с $k_f(\lambda) = k_{f0}(\lambda)$ от [109] и Фиг. 3.6, и без област на квази-прозрачност с $k_f(\lambda) = k_{f0}(\lambda) + 0.01$ и коефициент на прозрачност $x_f(\lambda = 1000$ nm) = 0.88. Два моделни образеца съответстват на тези два моделни слоя върху моделна стъклена подложка Corning 7059 с дебелина 0.9 mm, като подложката на образеца А038 описан в Раздел 3.5.

Графика на зависимостта $\ell/2(\theta_1)$, получена на стъпка А6 от АГМОНСПП е показана на Фиг. 5.19 за двата моделни образеца, както и за $\theta_1 = \theta_f = 2\pi n_f \Delta d_f / \lambda_t$. Вижда се, че увеличаване на поглъщането, особено в слоя, води до нарастване на грешката при определянето на вторите приближения: $m_{1,2}$ на най-ниския порядък на интерференция m_1 , и S_2 на наклона на $\ell/2(\theta_1)$, на стъпките А7 и А8 от АГМОНСПП.

Поради неточностите възникващи при характеризиране слой посредством на тънък АГМОНСПП. предложен алгоритъм e за оптимизирано ГМО характеризиране на тънкия слой от ТСВП, с използване на интерференчен спектър $T(\lambda)$ сканиран при нормално падане на TCCC (АОГМОП) от Минков, Маркез и други {17}. АОГМОП е създаден с цел точно характеризиране на тънкия слой от ТСВП, независимо от това дали слоят има или няма широка област на квази-прозрачност, както и от това дали слоят има равномерна или неравномерна дебелина върху прозрачната или непрозрачна подложка.



Фиг. 5.19. Графика на зависимостта $\ell/2(\theta_1)$, получена на стъпка А6 от АГМОНСПП: за моделния образец 2 с $k_f(\lambda) = k_{f0}(\lambda)$ (Δ), за моделния образец 4 с $k_f(\lambda) = k_{f0}(\lambda)+0.01$ (\Box), и за $\theta_1 = \theta_f = 2\pi n_f \Delta d_f / \lambda_t$ (*).

5.8 Характеризиране на моделни образци на неравномерен тънък слой върху непрозрачна стъклена подложка посредством АГМОП, АГМОНСПП и АОГМОП Всеки от двата моделни слоя от моделните образци описани в Раздел 5.7 е характеризиран посредством четири различни алгоритъма основани на АГМОП от [109], АГМОНСПП от [188] и АОГМОП от {17}. Всички алгоритми са изпълнени с използване на едни и същи 12 точки съответстващи на последователните цели и полуцели числа $\ell/2 = [1, 6.5]$ за построяване на линии $\ell/2(n_1/\lambda_1)$ и $\ell/2(n_2/\lambda_1)$ в АГМОП или $\ell/2(\theta_1)$ и $\ell/2(\theta_2)$ в АГМОНСПП и АОГМОП, както и същите броеве точки $N_1 = 15$ и $N_2 = 16$ при изчисляване на приближенията d_{1a} и d_{2a} на средната дебелина на слоя. Резултати от тези характеризирания са представени в Табл. 5.6.

$k_{\rm f}(\lambda) =$	Използван алгоритъм	m_{1e}	$ar{d}_{ m e}$	$\Delta d_{ m e}$	$\text{RMSE}[(m,m_e)/N_2]_e$
			(nm)	(nm)	
$k_{ m f0}$	за равномерен слой, АГМОП	3.5	1296.3	-	5.70×10^{-2}
$k_{ m f0}$	за неравномерен слой, АГМОНСПП, <i>n</i> ₁ от (5.19)	2.5	989.5	30.5	4.40×10^{-3}
$k_{ m f0}$	за неравномерен слой, АГМОНСПП, <i>n</i> ₁ (5.22)	2.5	997.6	30.8	3.10×10^{-3}
$k_{ m f0}$	ΑΟΓΜΟΠ	2.5	1001.5	30.36	4.77×10^{-4}
$k_{\rm f0} + 0.01$	за равномерен слой, АГМОП	3.5	1297.1	-	5.84×10^{-2}
$k_{\rm f0} + 0.01$	за неравномерен слой, АГМОНСПП, n ₁ от (5.19)	1.5	678.1	169.2	1.88×10^{-2}
$k_{\rm f0} + 0.01$	за неравномерен слой, АГМОНСПП, <i>n</i> ₁ (5.22)	1.5	684.5	170.8	1.96 × 10 ⁻²
$k_{\rm f0} + 0.01$	ΑΟΓΜΟΠ	2.5	1001.6	30.36	5.35×10^{-4}

Табл. 5.6. Резултати от характеризиране на неравномерните слоеве от моделните образци 2 и 4, които имат различни $k_f(\lambda)$ и са описани след Фиг. 5.18, посредством АГМОП от [109], АГМОНСПП от [188] и АОГМОП от {17}. Всички алгоритми са изпълнени за последователните цели и полуцели числа $\ell/2 = [1,6.5], N_1 = 15$,

 $N_2 = N_1 + 1 = 16$ и m_{1e} е пресметнатата стойност на m_{1f} .

Резултатите от Табл 5.6 доказват, че използването на АОГМОП води до по-точно характеризиране на слоевете от двата моделни образеца, в сравнение с АГМОП и АГМОНСПП. Особено значително е подобрението в точността на характеризиране при използване на АОГМОП, в сравнение с АГМОП и АГМОНСПП, за моделния образец съдържащ поглъщащия слой с $k_f(\lambda) = k_{f0}(\lambda) + 0.01$.

АОГМОП е използван двукратно за характеризиране на поглъщащия слой с $k_{\rm f}(\lambda) = k_{\rm f0}(\lambda) + 0.01$ от моделния образец описан в Раздел 5.7. При първото характеризиране, на стъпка БА1 от първото изпълнение на АОГМОП е използвана начална стойност $N_2 << N_{20}$. При второто характеризиране, на стъпка БА1 от първото изпълнение на АОГМОП е използвана начална стойност $N_2 >> N_{20}$. Така получените резултати индикират, че пресметнатите оптимизирани стойност \overline{d}_0 , Δd_0 , $n_0(\lambda_t)$ и $k_0(\lambda_t)$ на характеристиките на слоя не зависят от начална стойност $N_1 \ge 5$ зададена в началото на стъпката БА1 от първото изпълнение на АОГМОП.

Анализът на данните от Табл. 5.6 показва, че при използване на АГМОП от [109] или АГМОНСПП от [188] за характеризиране на поглъщащия слой с $k_f(\lambda) = k_{f0}(\lambda) + 0.01$ се получават големи относителни грешки RE(\bar{d}_e) ~ 30% и RE(n_e) \geq 8% за $\lambda = \max(\lambda_t)$; както и че при използване на АОГМОП за характеризиране на този слой се получават малки относителни грешки RE(\bar{d}_e) ~ 0.2% и RE(n_e) ~ 0.2% за $\lambda = \max(\lambda_t)$. Съобразно с това, резултатите от Табл. 5.6 показват, че използването на АГМОП и АГМОНСНП може да доведе до неприемливо големи грешки при характеризирането на тънки слоеве които нямат широка област на квази-прозрачност; докато

използването на АОГМОП води до много малки грешки, независимо от това дали слоят има или няма широка област на квази-прозрачност.

5.9 Характеризиране на неравномерни тънки слоеве а-Si посредством АОГМОП Двата тънки слоя а-Si от образците A038 и A041 са характеризирани посредством АОГМОП, като са използвани коригирани $T_{\pm}(\lambda_t)$ спрямо ширината на изходния процеп S_{s1} на спектрофотометъра. Данните относно характеризирането на тези два слоя посредством трикратно изпълнение на АОГМОП са представени в Табл. 5.8.

Обра- зец	ИН;НО/НИ ИН;ПС	$HO_{S2,m}$ $S_{2\pi} \mid m_1$	и _{1,2} / 1,2п	НИ _{N1} / N _{1п}	N ₂ / N _{2п}	$m_{1\pi}$	$ar{d}_{\pi}$ (nm)	Δd_{π} (nm)	RMSE $[(m,m_e)/N_2]_{\Pi}$		
	1; НО/НИ	{[0.1 35],[1,10]}	8	$N_1 + 1$						
	1; ПC	8.8	1	8	9	2	790.7	28.62	2.426 ×10 ⁻³		
A038	2; НО/НИ	{[5.8,11.8]	,[1,5]}	[4,9]	$N_1 + 1$						
	2; ПС	8.5	1	6	7	2	788.4	29.53	1.694 ×10 ⁻³		
	3; НО/НИ	{[6.5,10.5]	,[1,4]}	[4,9]	7						
	3; ПС	8.5	1	6	7	2	788.4	29.53	1.694×10 ⁻³		
	1; НО/НИ	{[0.1,35],[1,20]}	10	$N_1 + 1$						
	1; ПC	24.1	13	10	11	12	3912.2	51.67	1.120 ×10 ⁻³		
A041	2; НО/НИ	{[21.2,27.1]	,[9,17]}	[8,21]	$N_1 + 1$						
	2; ПC	21.4	10	16	17	12	3991.1	59.36	1.859×10-3		
	3; НО/НИ	{[19.4,23.4]	,[7,13]}	[8,21]	17						
	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$										
Габл. 5.8. Данни относно характеризирането на двата тънки слоя a-Si от образците A038 и A041											
посредс	гвом трикрат	но изпълнені	ие на АС	ОГМОП.	Пресмет	гнатит	ге оптим	изирани	стойности на		

параметри на слоя и алгоритъма са записани в областите оцветени в сиво.

От Табл. 5.8 се вижда, че пресметнатата оптимизирана дебелина на слоя от образеца A038 е $\bar{d}_0 = 788.4$ nm, като независимото измерване посредством СЕМ показа, че средната дебелина на този слой е $\bar{d} \cong 780$ nm. От Табл. 5.8 се вижда също, че пресметнатата оптимизирана средна дебелина на слоя от образеца A041 е $\bar{d}_0 = 3934.0$ nm, като независимото измерване посредством СЕМ показа, че средната дебелина на този слой е $\bar{d} \cong 3920$ nm.

Съобразно с данните от предния параграф, пресметнатата оптимизирана дебелина \bar{d}_0 на всеки от двата слоя a-Si от образците A038 и A041, с голяма разлика в средните дебелини показва, че относителната грешка при пресмятането на средната дебелина на слоя посредством АОГМОП е $RE(\bar{d}_0) < 1.1\%$. Постигането на такава голяма точност на характеризирането е особено значима за слоя от образеца A041 с пресметната оптимизирана средна дебелина $\bar{d}_0 = 3934.0$ nm, тъй като доколкото знаем това е най-дебелият слой характеризиран посредством ГМО.

Точното характеризиране посредством АОГМОП, независимо от това дали слоя има или няма широка област на квази-прозрачност се обяснява по следния начин: От една страна, поради монотонността на $m(\lambda_t)$ относно стойностите на S_2 , $m_{1,2}$, N_1 , или N_2 въведени на стъпките БА2, БАЗ и БА4 от АОГМОП, при достигане на min(ПГ) алгоритъмът пресмята истинските стойности $m_f(\lambda_t)$ на пресметнатите стойности $m_e(\lambda_t)$, тъй като те представляват последователност от цели и полуцели числа съобразно с интерференчното условие за $T(\lambda)$. От друга страна, чрез изравняването на $m(\lambda_t)$ и истинските стойности $m_f(\lambda_t)$ посредством минимизиране на ПГ се пресмятат оптимизираните стойности S_{2o} , $m_{1,2o}$, N_{1o} , и N_{2o} на регулируемите параметри на алгоритъма, което предоставя възможно най-точните пресметнати характеристики \overline{d}_o , Δd_o , $n_o(\lambda_t)$ и $k_o(\lambda_t)$ на слоя, които могат да бъдат получени посредством ГМО.

Глава 6 / Нови технологии за електромагнитно тестване и характеризиране на цепнатини на повърхности на метални детайли

6.1 Въведение към методите за електромагнитно тестване на дефекти на метални повърхности

Класифицирани са основните методи за електромагнитно тестване (EMT) на дефекти на метални повърхности. Електромагнитното характеризиране (EMX) на дефект представлява разновидност на EMT, въз основа на която се определят геометричните размери на дефекта.

В много практически случаи на използване на метални детайли при големи механични напрежения или високи температури, на повърхността на метала възникват нежелани повърхностни цепнатини (ПЦ), които имат типични дължини ~ 1 mm, ширини < 1 mm и дълбочини > 1 mm. В Глава 6 се разглеждат нови технологии за ЕМТ и ЕМХ на изкуствени и естествени ПЦ в метали, при съотношение на дълбочина към ширина на ПЦ > 2.

6.2 Същност на ЕМХ на ПЦ в стоманени детайли посредством тестване на утечка на магнитно поле и диполен модел

Тестването на утечка на магнитно поле (ТУМП) представлява клас от ЕМТ, при който метален детайл с относителна магнитна проницаемост $\mu_r > 1$ се магнетизира с наситен магнитен поток; като в областите на повърхностни корозия или липсващ метал, магнитен поток 'изтича' извън детайла в пространството над повърхностния дефект. Тъй като степента на 'изтичане' на магнитен поток от детайла пространството над повърхностен дефект нараства с увеличаване на $\mu_r > 1$ и дълбочината на дефекта, ТУМП е особено подходящ за изследване на ПЦ във феромагнитни материали, като феромагнитни стомани.

За всяка изследвана ПЦ се използва правоъгълна координатна система, с начало 0 в геометричния център на повърхностното сечение на ПЦ, равнина (**x**,**y**) представляваща изследваната повърхност на детайла, ос **y** съвпадаща с дългата ос на повърхностното сечение на ПЦ и ос **z** насочена навън от детайла. Въведено е понятието 'елементарна ПЦ', която има форма на правоъгълен паралелепипед с дължина 21_с, ширина 2a_c и дълбочина d_c.

Компонента по оста **z** на интензитета на магнитното поле $H_{z}(x,y,z_{M} > 0)$, което 'изтича' извън детайла (ЗИИМП) в пространството над ПЦ, може да бъде определена посредством датчик на Хол; широката страна на пластмасовия корпус на който е разположена върху изследваната повърхност на детайла, z_{M} = константа > 0 е разстоянието между центъра на активната област на датчика и изследваната повърхност на детайла, и х и у са съответните координати на този център. В {20}-{22}, проекцията на центъра на активната област на датчика върху изследваната повърхност на образец от феромагнитна стомана SS400 се премества надлъж една или две линии на измерване, които са успоредни на магнитното поле в обема на магнетизирания образец -Фиг. 6.2. При това, на изхода на датчика се измерва Холовото напрежение $U_{\rm H}({\rm x_i,y}={\rm константa, z_M}>0)$, което е пропорционално на H_{z} (x,y={\rm константa, z_M}>0).



Обсъдени са особеностите на магнетизирането до насищане на образците от {20}-{22} посредством две намотки през които протича постоянен подмагнитващ ток I_{M} и на измерването на разликата $\Delta U_{H}^{e}(x_{i}) = U_{H}(x_{i},I_{M}) - U_{H}(x_{i},I_{M}=0)$, за дадените у = константа и z_{M} - Фиг. 6.3. Представен е диполният модел на повърхностен дефект (ДМПД) от [202]. В ДМПД, дефектът се разглежда като запълнен с виртуални магнитни диполи; като за материали с $\mu_{r} > 1$, направлението на магнитното поле създадено от всеки от диполите по неговата ос е противоположно на

направлението на магнитното поле в обема на магнетизирания до насищане детайл. Двата магнитни полюса на всеки от диполите са разположени на срещуположните стени на дефекта – Фиг. 6.4.

ЗИИМП за елементарна ПЦ, с формата от Фиг. 6.1, е формулиран в интегрална вид посредством ДМПД. Съобразно с ДМПД, повърхностна цепнатина с произволна форма и ориентация може да бъде представена като състояща се от елементарни ПЦ с ос **x** ориентирана успоредно на магнитното поле в обема на магнетизирания до насищане детайл. Съответно, теоретичната стойност $H_z^t(x,y,z>0)$ на ЗИИМП което 'изтича' извън детайла пространството над цепнатината представлява сума от ЗИИМП създадени от тези елементарни ПЦ.





Фиг. 6.4. Илюстрация на виртуален магнитен дипол в повърхностен дефект на магнетизиран до насищане метален детайл с $\mu_r > 1$. Диполът е на дълбочина *и* под повърхността на детайла и създава магнитно поле с интензитет H_d в точката (x,y,z). Магнитният поток Фс под дефекта е по-малък от наситения магнитен поток Фа в съседен бездефектен участък, поради което магнитен поток Фb 'изтича' извън детайла в пространството над дефекта.

ЕМХ на повърхностни цепнатини в метални детайли с $\mu_r > 1$, основано на ДМПД и регресия, тоест промяна на теоретичните стойности $H_z^t(x,y,z_M > 0)$ докато се минимизира средноквадратичната грешка $RMSE[H_z(x_i,y,z_M > 0)]$ между експерименталното и теоретичното разпределение на ЗИИМП, е предложено в {19}. Минимизирането на $RMSE[H_z(x_i,y,z_M > 0)]$ в {19} и {20}-{22} е извършено посредством симплекс метода на Нелдър-Мийд.

Предимства на ДМПД за ЕМХ на ПЦ са, че се използват само аналитични изрази за теоретичната стойност $H_z^t(x,y,z>0)$ на ЗИИМП, без гранични условия на стените на ПЦ, и не са нужни данни за характеристики на обемния материал. Това опростява значително пресмятанията, поради което не е необходимо използване на сложен и скъп софтуер.

6.3 Експерименти и резултати от ЕМХ на ПЦ в образци от феромагнитна стомана с използване на ДМПД

В {19} са изследвани ПЦ, във фиктивни метални образци с $\mu_r > 1$, с независимо измерени дължини $2l_c = 14$ mm, еднаква ширина $2a_c = [0.16, 0.4]$ mm за всяка точка от обема на ПЦ, дълбочини $d_c = [0.1,5]$ mm, и пет различни сечения състоящи се предимно от правоъгълници

в равнината (**y**,**z**). Предполага се, че m_d не зависи от u, и $H_z^e(\mathbf{x}_i, \mathbf{y}=0, \mathbf{z}_M > 0)$ са измерени при $\mathbf{y} = 0$, на разстояние $\mathbf{z}_M = 1$ mm или $\mathbf{z}_M = 10$ mm над повърхността на образеца, в $N_M = 100$ точки разположени през равни разстояния по оста **x**.

Резултатите от {19} за ЕМХ посредством ДМПД на ПЦ с известна дължина показват, че по този начин: може да бъде определена формата на надлъжното сечение на изследваната ПЦ измежду няколко различни такива форми с известни размери; може да бъдат пресметнати размерите на надлъжното сечение на дадена ПЦ, измежду сечения със същата форма но с различни размери; и че пресмятанията могат да бъдат извършвани за разстояние $z_M \leq 10$ mm над повърхността на образеца, като скоростта на пресмятане нараства с намаляване на z_M .

Тъй като в {20}-{22} се използва измерваната разлика $\Delta U_{\rm H}^{e}(x_{\rm i},y,z_{\rm M}>0)$, за извършване на регресията за ЕМХ на ПЦ е необходимо да се използва теоретичната разлика $\Delta U_{\rm H}^{t}(x_{\rm i},y,z_{\rm M}>0)$, съобразно с Раздел 6.2. Съответно, ЕМХ с използване на ДМПД на ПЦ се извършва практически посредством минимизиране на RMSE[$\Delta U_{\rm H}(x_{\rm i},y,z_{\rm M}>0)$].

В {20}-{22}са използвани четири образци от феромагнитна стомана SS400 с $\mu_r >> 1$. Всеки от тези образци съдържа една ПЦ с дължина $2l_c = 10$ mm и еднаква ширина $2a_c < 1$ mm за всяка точка от обема на ПЦ, която е формирана в средата на дължината на образеца, по цялата му ширина. В {20}-{22} са изследвани две елементарни ПЦ с дълбочина $d_c = 3$ mm, и ширини съответно $2a_c = 0.7$ mm и $2a_c = 0.9$ mm. В {22}са изследвани и две други ПЦ, с надлъжно сечение с формата на равнобедрен триъгълник и максимална дълбочина $d_{cm} = 3$ mm, и ширини съответно $2a_c = 0.7$ mm и $2a_c = 0.9$ mm. След магнетизирането до насищане, магнитното поле в обема на всеки от образците е насочено успоредно на оста **x** на ПЦ.

В зависимост от търсените размери на ПЦ, в {20}-{22} са извършени четири различни типа ЕМХ посредством ДМПД на изследваните ПЦ. Пресметнатите резултати от ЕМХ посредством ДМПД на ПЦ с известна дължина са представени в обобщената Табл. 6.1, където долния индекс 'е' се отнася за пресметнати резултати. Извършено е също ЕМХ посредством ДМПД на двете триъгълни ПЦ, и техните пресметнати сечения в равнината (**y**,**z**) са показани на Фиг. 6.7.



Пресметнатите резултати от Табл. 6.1 и Фиг. 6.7 показват, че ЕМХ на изследваните елементарни ПЦ води до пресмятане на ширината и дълбочината на ПЦ със сумарна относителна грешка $RE(2a_e)+RE(d_e) < 19\%$ и относителна грешка за дълбочината $RE(d_e) < 10\%$, когато се използват точно автоматизирано преместване на по-висококачествения датчик на Хол Asahi HZ106C и само положителната или само отрицателната част от $\Delta U_{\rm H}^{\rm e}(x)$ с по-малка $RMSE[\Delta U_{\rm H}]_{\rm e}$. За двете ПЦ с триъгълни сечения в равнината (**y**,**z**), $RE(2a_e) < 10\%$ и $RE(d_{\rm sme}) < 10\%$, където d_{cm} е максимална дълбочина, дори при ръчно преместване на по-нискокачествения датчик на Хол Toshiba THS124.

Анализът на пресметнатите резултати от Табл. 6.1 и Фиг. 6.7 индикира, че ЕМХ на ПЦ във феромагнитни стоманени детайли може да бъде извършвано посредством ТУМП и ДМПД. От друга страна, за ЕМТ на тръбопроводи и тръби се използват приспособления наричани 'инспекционни прасета', чийто принцип на действие се основава на ТУМП. Съответно обработване на ТУМП информация от 'инспекционни прасета', посредством ДМПД, може да бъде използвано за ЕМХ на ПЦ в тръбопроводи и тръби.

EMX	Кодов	$m_{\rm k1e}$	$m_{\rm k2e}$	2a _e	d _e или	$RE(2a_e)$	RE(d _e) или	RMSE[$\Delta U_{\rm H}$]e
номер	символ	$(H.A/m^2)$	$(H.A/m^2)$	(mm)	d _{sme} *	(%)	RE(d _{sme}) *	(mV)
на реда					(mm)		(%)	
1	1a1+1	0.713	0.260		3.041		1.4	0.52
2	1a1-1	0.728	0.260		3.235		7.8	0.84
3	2a1+1	0.548	0.836		2.667		11.1	1.10
4	2a1-1	0.491	0.990		2.962		1.3	0.73
5	1a1±1	0.721	0.260		3.111		3.7	1.50
6	2a1±1	0.524	0.990		2.802		6.6	2.50
7	161+1	0.711	0.262	0.524	3.329	25.1	11.0	0.36
8	261-1	0.494	0.843	1.166	2.776	29.6	7.5	0.64
9	162+1	0.612	0.291	0.804	2.813	14.7	6.6	0.81
10	162-1	0.722	0.411	0.786	2.831	9.5	5.9	0.72
11	162±1	0.686	0.317	0.812	3.296	15.9	9.9	1.79
12	262+1	0.569	0.827	0.986	3.163	12.3	5.4	0.80
13	262-1	0.435	0.783	0.808	2.798	11.5	7.2	1.03
14	262±1	0.487	0.990	1.034	3.283	14.8	9.4	1.86
15	161+1	0.596	0.260	0.822	3.226	17.4	7.5	0.39
16	161+2	0.730	0.990	0.788	3.329	12.6	11.0	0.43
17	161+3	0.613	0.990	0.826	2.704	18.0	9.9	0.94
18	261+1	0.448	0.990	0.960	2.690	6.7	10.3	0.60
19	261+2	0.608	0.990	0.790	3.184	12.2	9.2	1.10
20	261+3	0.420	0.830	0.954	2.810	11.0	10.7	1.04
21	3B1+1	0.478	0.260	0.680	2.813*	2.9	6.2*	0.38
22	3в1+2	0.420	0.922	0.562	2.662*	19.7	11.3*	0.20
23	3B1+3	0.493	0.990	0.486	2.396*	30.6	20.1*	1.08
24	4_{B1+1}	0.420	0.260	0.810	2.802*	10.0	6.6*	0.61
25	4B1+2	0.420	0.260	0.814	2.889*	9.6	3.7*	0.56
26	4 _B 1+3	0.420	0.260	0.814	2.799*	10.6	6.7*	0.64
Табл. 6.	1. Пресме	етнати резу	лтати от ЕІ	МХ пос	редством	ДМПД н	а ПЦ с извес	тни дължини

в четирите магнетизирани до насищане образци от феромагнитна стомана SS400, от {20}-{22}. Данните в горната област оцветена в бяло са от {20}, под тях
в областта оцветена в сиво са данни от [213] и в долната област в бяло са данни от {22}. В шестата и осмата колонки са показани данни за d_e и RE(d_e) за елементарните ПЦ от {20}-{21}; или за d_{sme} съобразно с обясненията относно Фиг. 6.5 и RE(d_{sme}), за ПЦ с триъгълно надлъжно сечение от {22}, които са отбелязани с *.

6.4 ЕМТ на ПЦ в стоманени детайли посредством тестване на утечка на магнитно поле и ефекта на Фарадей за поляризирана светлина

Тъй като при ТУМП, магнитно поле 'изтича' извън детайла, то може да бъде изследвано посредством магнито-оптичен (МО) слой разположен в близост до ПЦ; въз основа на ефекта на Фарадей, при който равнината на поляризация на светлина се завърта в МО слоя на ъгъл $\varphi_{\rm F}$ пропорционален на интензитета на магнитното поле H_{\parallel} в направлението на разпространение на светлината.

Обяснен е механизмът на магнетизация в МО слой и е показано нейното влияние върху интензитета на магнитното поле в слоя. Обяснено е, че при отсъствие на външно магнитно поле, обемът на МО слоя може да се раздели спонтанно на два обемни магнитни домена, с противоположни вектори на собствена магнетизация M_d и типични ширини от 1 µm до 100 µm.

При наличие на достатъчно силно външно магнитно поле с интензитет H_e , магнитните моменти на атоми на МО слоя се ориентират предимно по направление успоредно на това поле, поради което в материала възниква индуцирана магнетизация M_i , успоредно на H_e . Изследвано е преминаване на неполяризирана светлина през оптична система, която се състои от МО материал, съдържащ две области с магнитни полета с еднакви големини и противоположни знаци на H_{\parallel} , разположен между поляризатор и анализатор на светлината – Фиг. 6.9.



Фиг. 6.9. Илюстрация на наблюдение на ефекта на Фарадей. Линейно поляризирана светлина пада върху МО материал, който е разположен съосно между линеен поляризатор и анализатор. Предположено е, че в материала има две области с магнитни полета е еднакви големини и противоположни знаци на *H*_{||}, като осите на поляризатора и анализатора не са успоредни и |φ_{ан}| ≅ |*φ*_F|>0. Наблюдаваното изображение, след преминаване на светлината през анализатора, се състои от светъл и тъмен участък, които съответстват на двете области. В долния ляв ъгъл е показано изображение на тънък слой от МО материал, без външно магнитно поле, за |*φ*_{aн}| > 0.

Техника за ЕМТ на ПЦ посредством ТУМП и ефекта на Фарадей е предложена в {25}, където е приложена относно вътрешната повърхност на стоманени тръби. За изготвяне на образеца в {25} е използвано парче от тръба от феромагнитна стомана JIS STS410, с вътрешен радиус 5 mm, тъй като такива тръби са използвани за циркулация на вода в атомни електроцентрали. Парчето е поставено в експлоатационните условия, след което е срязано на две еднакви половини в равнина успоредна на дългата ос на тръбата, едната от които представлява изследвания образец.

На вътрешната повърхност на така изготвения образец са наблюдавани няколко корозионни ПЩ, които са разположени радиално на тръбата. Двете най-големи корозионни ПЩ в този образец са разположени на почти едно и също напречно сечение на тръбата, означени са с ПЩ1 с повърхностна дължина $2l_c \cong 250 \ \mu m$ и ПЩ2 с повърхностна дължина $2l_c \cong 700 \ \mu m$, и техни снимки са показани на Фиг. 6.10.



МО сензорът използван в {25} се състои от равномерен слой от МО материал нанесен върху твърда и плоска подложка. От другата страна на подложката е изпарен алуминиев слой, който осигурява отражение на падащата светлина след преминаване през МО слоя, двукратно преминаване на светлината през този слой, и съответно удвояване на ъгъла на завъртане $\varphi_{\rm F}$.

Светлинният източник е халогенна лампа, чиято светлина е колимирана и поляризирана посредством поляризатор. В {25}, поляризираната светлината пада квази-нормално към МО слоя и след отражението от алуминиевия слой е наблюдавана посредством поляризираща ССD камера, която служи за анализатор и за визуализиране на изображението. Завъртането на анализатора е подбрано така, че изображението да има максимален контраст в областите без изтичащо магнитно поле, което се постига при валидност на приближението $|\phi_{aH}| \cong |\phi_{E}| > 0.$

За наблюдение на разпределението на $H_z(x,y,z>0)$ в {25} е използван МО сензор с правоъгълна повърхност на МО слоя. Този МО сензор е дълъг и тесен, с ширина само 2.2 mm, и дългите му страни лягат върху изследваната повърхност на образеца, както е показано на Фиг. 6.11. Експерименталната постановка за ЕМТ на ПЦ посредством ТУМП, ефекта на Фарадей и наблюдение на разпределението на $H_z(x,y,z>0)$, е илюстрирана на Фиг. 6.12.

Изследвани са два правоъгълни участъка от вътрешната повърхност на тръбата, посредством промяна на позицията на МО сензора върху тази повърхност. Тези два участъка са центрирани съответно около ПЦ1 и около ПЦ2, като участъкът около ПЦ2 включва още две помалки ПЦ, с дължини съответно 100 µm и 150 µm. Заснетите от ССD камерата изображения на тези два участъка от МО слоя са показани на Фиг. 6.13.



В областите около двете стени на ПЦ има изтичащо магнитно поле извън образеца, поради което възниква индуцирана магнетизация M_i в МО слоя в направление успоредно на оста **z**; като $H_z(x,y,z>0)$ има противоположни знаци над двете стени на ПЦ. Поради това, от двете страни на дългата ос на ПЦ се наблюдават две широки съседни ивици, в МО слоя, в бял и черен цвят.

6.5 Дистанционно EMX на ПЦ в стоманени образци посредством тестване на утечка на магнитно поле с магнито-оптичен сензор

В {26} е предложена техника за дистанционно ЕМХ на ПЦ посредством ТУМП, с използване на MO сензор, която се основава на резултатите от {25} и е приложена относно външната повърхност на стоманени тръби. За реализиране на дистанционно ЕМХ е използван лазерен източник на колимирана и поляризирана светлина, като светлинния му сноп е разширен. МО сензорът използван в {25} и {26} е един и същ, но в {26} не е използван поляризатор.

Компонентите на системата за дистанционно ЕМХ на ПЦ посредством ТУМП, с използване на МО сензор (СДХМОС) от {26} са показани на Фиг. 6.17. Изображението от цифровата камера и изхода 1 се записва и показва на телевизионен екран. Данните за интензитета на светлинния поток от фотометъра и изхода 2 се записват и обработват с компютър.



В {26} са използвани девет образци от феромагнитна стомана SS400, като всеки от тези образци съдържа една изкуствена ПЦ с дължина $2l_c = 10$ mm, която е формирана в средата на дължината от 200 mm на образеца, по цялата му ширина. Разположението на координатната система и нейния център са като тези от Фиг. 6.1 и Фиг. 6.2, за всяка ПЦ. Формите и размерите в равнината (**y**,**z**) на изследваните ПЦ са показани на Фиг. 6.18. През време на измерване, образецът се магнетизира около насищането му, като магнитно насищане се достига при $H_x(z < 0) \cong 4$ кA/m.



Тъй като само компонентът на интензитета на магнитното поле в МО слоя, който е успореден на направлението на преминаващата светлина през слоя, допринася за завъртане на равнината на поляризация на светлината, СДХМОС от Фиг. 6.17 дава информация за H_z (x,y,z>0). В {26}, оста на анализатора се завърта перпендикулярно спрямо равнината на поляризация на падащата лазерна светлина, тоест $|\phi_{aH}| = 90^{\circ}$. Поради това, въпреки че в отдалечените от ПЦ области няма изтичащо магнитно поле извън образеца, тоест H_z (x,y,z>0) \cong 0 в тези области от МО слоя, двата обемни магнитни домена не се виждат, съобразно с Фиг. 6.9 и закона на Малюс.

През време на експериментите с определен образец, към всяка от неговите намотки се подава постоянен подмагнитващ ток в последователността $I_{\rm M} = 0.1$ A, $I_{\rm M} = 0.2$ A и $I_{\rm M} = 0.6$ A, като за нарастващи стойности на $I_{\rm M}$ се създава магнитно поле с нарастващ компонент H_z (x,y,z > 0) на интензитета на магнитното поле в МО слоя. Изображения от ТВ екрана от изхода 1 на СДХМОС са показани на Фиг. 6.19, за образците (С), (G), (H) и (I) от Фиг. 6.18 и всяка от трите стойности на $I_{\rm M}$, от {26}. Анализ на Фиг. 6.18 показва, че от изображенията от изхода 1 на СДХМОС може да бъде определена дължината на ПЦ и оценена формата на надлъжното сечение на ПЦ.



Данните за интензитета на светлинния поток от фотометъра и изхода 2 на СДХМОС могат да бъдат използвани за ЕМХ на ПЦ, по подобие с анализиране на сумарната площ *S*_{св} на двете светли области от МО слоя, които съответстват на ПЦ - Фиг. 6.21.



Фиг. 6.21. Вляво: Експериментални данни за нормализирания към единица интензитет на светлинния поток, съответстващ на изображение от Фиг. 6.19 на ПЦ, получени от фотометъра и изхода 2 на СДХМОС, при различни подмагнитващи токове І_м. Вдясно: Пресметнати данни за площа S_{св} на двете светли области от МО слоя, които съответстват на дадена ПЦ, при различни стойности на независима от дълбочината *m*_d.

6.6 ЕМХ на ПЦ в метални детайли посредством тестване с променлив ток и измерване на магнитното поле с контурна антена

Основен подход за тестване с променлив ток и измерване на магнитното поле (ТПТМП) е с използване на антени за радиочестотна идентификация (АРИ). Прегледът на сензори и системи използващи АРИ [227] показва нарастващ интерес към ЕМТ и ЕМХ на цепнатини в метали посредством АРИ, както и че основополагащи публикации относно ЕМХ на ПЦ в метали посредством АРИ са {23}-{24} на Шожи, Минков и др.

Използването на високочестотен индуциран ток представлява утвърдена техника за характеризиране на ПЦ в метални детайли. По-специално, индуциран ток с микровълнова честота протича основно под повърхността на метала, като дълбочината на проникване на тока под повърхността е обикновено значително по-малка от дължината и дълбочината на ПЦ. Съобразно с това, в близост до ПЦ, част от индуцирания ток протича много близо до стените на ПЦ и съответно съдържа информация за формата и размера на ПЦ.

В {23}-{24} са подава променлив ток I_s с честота $f_s = 300$ MHz през металната жица, която е направена от мед, има правоъгълно напречно сечение с размери 2 mm × 0.035 mm; и се фиксира успоредно на дългата страна на изследваната повърхност, на разстояние 0.1 mm над нея, посредством изолационно пластмасово фолио. Подаването на променлив ток през жицата причинява индуциране на променлив ток I_i със същата честота, който се разпространява до дълбочина на проникване δ под повърхността на образеца, има обратна посока на I_s във всеки момент и плътността му намалява с отдалечаване от жицата.

Анализирано е магнитното поле над повърхността на образеца, в близост до ПЦ; като амплитудата на определена величина се означава с долен индекс 'а'. Показано е, че усреднената за контура на антената моментна стойност на нормалната компонента на вектора на интензитета на магнитно поле има три компонента H_s , H_i и H_c , които зависят съответно от: амплитудата на подадения ток I_s, амплитудата и разпределението на индуцирания ток I_i под повърхността на образеца без ПЦ, и пътя по който протича индуцирания ток около стените на ПЦ - Фиг. 6.23.



6.7 Експерименти и резултати от ЕМХ на ПЦ в стоманени образци с използване на променлив ток с микровълнова честота и контурна антена

Изследвани са два образеца с форма на паралелепипед и еднакви размери, съответно от парамагнитна стомана 316 и феромагнитна стомана 400. Всеки образец съдържа три изкуствени елементарни ПЦ, които са изготвени с форма на правоъгълен паралелепипед с дължини $2l_c = 10$ mm, ширини $2a_c = 0,15$ mm и дълбочини съответно $d_c = 0.5$ mm, 1mm и 2 mm. Центърът на устата на ПЦ с $d_c = 1$ mm е разположен в центъра на изследваната повърхност на образеца.

Центърът 0 на правоъгълната координатна система се намира в центъра на дъното на жицата, над дългата ос на ПЦ с $d_c = 1$ mm; осите **x** и **y** лежат на повърхността; оста **x** минава по дъното на металната жица, перпендикулярно на късата страна на образеца и на дългите оси на ПЦ; и центровете на трите ПЦ са с еднакви координати $y = y_{\mu} - \Phi \mu r$. 6.25.



Пресметнато е, че дълбочината на проникване $\delta \cong 24,1 \,\mu\text{m}$ за стоманата 316 и $\delta \cong 0.9 \,\mu\text{m}$ за стоманата 400. Съобразно с размерите на изследваните ПЦ, дълбочината на проникване на индуцирания ток под повърхността на образеца е значително по-малка от дължината и дълбочината на ПЦ, което индикира, че разпространението на индуцирания ток около стените на ПЦ съдържа информация за размерите на ПЦ.

Измерванията се извършват посредством малка контурна антена с кръгова форма и диаметър D_k . Контурът на антената е винаги перпендикулярен на повърхността на образеца и успореден на жицата. Моментната стойност на U_{κ} на изходното напрежението между двата края на контура на антената е пропорционална на усреднената за контура на антената моментна стойност на нормалната компонента на вектора на интензитета на магнитно поле. За всяка позиция (x,y) на петата на антената върху изследваната повърхност на образеца, мрежов анализатор подава синусоидално напрежение $U_s(t)$ към металната жица, отчита $U_{\kappa}(t)$ и измерва съотношението R(dB) между амплитудите $U_{\kappa a}$ на изходното напрежение и U_{sa} на подаденото напрежение.

През време на измерванията, петата на антената е придвижвана по повърхността на образеца надлъж 'линиите на измерване' (x,y = константа) или (x = константа,y), като антената е електроизолирана от образеца. За изразяване на влиянието на ПЦ върху измерваното съотношение R надлъж фиксирана линия на измерване (x,y = константа) е въведена величината 'ПЦ реакция' C_c , която представлява максималната разлика между измерваните съотношения от типа R(dB) за изследваната повърхност, съответно с определена ПЦ и без ПЦ.

Съотношението R(dB) е измерено надлъж три линии на измерване (x = константа, y) в области от изследваната повърхност на образеца от стоманата 316, които са далеч от ПЦ, посредством антена с D_k = 7 mm, от {24}. От тези резултати е показано, че близо до жицата $H_s + H_i < 0$ за |y| < 3 mm, $H_s + H_i \sim 0$ за |y| = [3, 4] mm, и по-далеч от жицата $H_s + H_i > 0$ за |y| > 4 mm; както и че индуцираният ток създава измерим H_i на разстояние поне 40 mm от жицата. Тези данни дават възможност за идентифициране на ПЦ на разстояние 3 mm \leq | x | \leq 40 mm от жицата, с най-голяма чувствителност за |y| = [3, 4] mm, поради относително най-големия принос на H_c към R.

R(dB) е измерено надлъж пет линии на измерване (x,y = константа), върху област от повърхността съдържаща изкуствените ПЩ, за образеца от стомана 316; като центровете на устата на трите ПЩ са под дългата ос на жицата, тоест при y_ц = 0. Получените резултати са представени на Фиг. 6.28 за y \subset [2, 6] mm, от {24}. Анализ на петте криви R(x,y) = константа) от Фиг. 6.28 показва, че за y = 2 mm е идентифицирана само ПЩ с дълбочина 2 mm, докато за y = [3,6] mm са

идентифицирани и трите изкуствени ПЦ. Обяснени са особености на кривите R(x,y = константа) в областите около ПЦ.



Създаден е естествен ПЦ с дължина 24 mm и максимална дълбочина 5 mm в друг образец от стомана 316, посредством огъване в четири точки за създаване на умора на материала. Пет криви R(x,y) =константа) са измерени за този образец, като центъра на ПЦ е под дългата ос на жицата, тоест при $y_{II} = 0$, посредством антената с $D_k = 7$ mm, и са показани на Фиг. 6.32. От Фиг. 6.32 се вижда, че естествената ПЦ е идентифицирана за у $\subset [3,5]$ mm, като идентификацията е най-точна за y = 4 mm; което е в съответствие с най-голямата чувствителност на идентифицирането на изкуствени ПЦ за у $\cong 4$ mm, съобразно с Фиг. 6.27, понеже $H_s + H_i \sim 0$ за $|y| \cong 4$ mm.



По време на публикуването на {24} авторите Шожи и Минков смятаха, че илюстрираното от Фиг. 6.32 идентифициране на естествена ПЦ представлява първото идентифициране на естествена ПЦ посредством антена. Отбелязано е, че ПЦ реакцията *C*_c е по-малка особено за по-

големи стойности на | у | и шумът е по-голям за естествената ПЦ от умора на стоманата, в сравнение с болшинството изследвани изкуствени ПЦ; и са обяснени причините за това.

Представените експериментални резултати относно ПЦ в образците от парамагнитна стомана 316 индикират, че ПЦ могат да бъдат характеризирани не само в стомани, посредством използване на променлив ток и контурна антена. Във връзка с това, този метод може да бъде използван за характеризиране на ПЦ в метал с парамагнитни или феромагнитни свойства, когато честота f_s на тока и магнитната проницаемост μ на метала са достатъчно големи за постигане на по-малка дълбочина на проникване δ на индуцирания променлив ток в сравнение с дължината и дълбочината на ПЦ.

СПИСЪК НА ОСНОВНИТЕ ПРИНОСИ

Основните приноси на дисертационния труд са описани в две категории, в низходяща степен на значимост за всяка от тях, с отчитане на броя на цитиранията от други автори, както следва:

А. Научни приноси

Глава

4

А.1. Създаден е метод на обвивките (MO) за характеризиране на светопропускащ тънък слой от интерференчния спектър на отражение $R(\lambda)$ на слоя върху прозрачна стъклена подложка. Този MO е известен в литературата като 'метод на Минков' [149]-[152] и в настоящия труд е наречен 'MO за $R(\lambda)$ '. MO за $R(\lambda)$ позволява безмоделно характеризиране включително в областта на силно поглъщане в слоя, определяне на ширината на забранената зона E_g и типа на преобладаващите електронни преходи от свързани състояния на електрони до проводимата зона; за разлика от MO за характеризиране на тънък слой от спектър на пропускане $T(\lambda)$, наречен 'MO за $T(\lambda)$ '. В MO, използваните спектри $T(\lambda)$ или/и $R(\lambda)$ се сканират със спектрофотометър, при нормално падане на светлината.

А2. Предложен и валидиран е друг популярен МО за безмоделно характеризиране на светопропускащ тънък слой от интерференчен спектър на пропускане $T(\lambda)$ и интерференчния спектър на отражение $R(\lambda)$ на слоя върху прозрачна стъклена подложка, който е наречен 'МО за $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$ ' в настоящия труд.

А.3. Отчетено е поглъщането в подложката при използване на МО за $T(\lambda)$. Това позволява поточно характеризиране на тънък слой, в сравнение с оригиналния МО за $T(\lambda)$ на Сванепул. Установено е обаче, че използване на такива МО за $T(\lambda)$ води до неточно характеризиране на тънък слой, който няма широка спектрална област на квази-прозрачност.

А4. Създадена е технология за усъвършенстване на MO за $T(\lambda)$, с отчитане на поглъщането 5 в подложката, посредством коригиране за точно характеризиране на тънък слой без широка област на квази-прозрачност и оптимизиране на трите регулируеми параметъра, основано на минимизиране на нововъведен показател на грешката. Това позволява точно характеризиране на тънкия слой, независимо от това дали слоят има или няма широка област на квази-прозрачност, както и от това дали слоят има равномерна или неравномерна дебелина върху прозрачната или непрозрачна подложка.

А5. Създадена е технология за усъвършенстване на графичния МО за $T(\lambda)$, с отчитане 5 на поглъщането в подложката, посредством коригиране за точно характеризиране на тънък

слой без широка област на квази-прозрачност и оптимизиране на четирите регулируеми параметъра, основано на минимизиране на нововъведен показател на грешката. Това позволява точно характеризиране на тънкия слой, независимо от това дали слоят има или няма широка област на квази-прозрачност, както и от това дали слоят има равномерна или неравномерна дебелина върху прозрачната или непрозрачна подложка.

А6. Разработен е алгоритъм за точно компютърно пресмятане на двете гладки обвивки на интерференчен спектър на пропускане $T(\lambda)$ на тънък слой върху подложка. За пресмятането на обвивките се използват интерполация посредством участъков кубичен Ермитов полином, 'гранични точки', 'допълнителни точки' и 'спомагателни точки', в допълнение към техните 'допирателни точки' с $T(\lambda)$. Точното компютърно пресмятане на двете обвивки позволява комютъризиране на целия алгоритъм на MO за $T(\lambda)$. 3

3

6

А7. Създаден е алгоритъм за точно компютърно пресмятане на двете гладки обвивки на интерференчен спектър на отражение $R(\lambda)$ на светопропускащ тънък слой върху светопропускаща подложка. За пресмятането на обвивките се използват интерполация посредством участъков кубичен Ермитов полином и 'гранични точки', в допълнение към техните 'допирателни точки' с $R(\lambda)$. Точното компютърно пресмятане на двете обвивки позволява комютъризиране на целия алгоритъм на MO за $R(\lambda)$.

 А8. Предложена е технология за характеризиране на повърхностни цепнатини (ПЦ)
 в детайли от феромагнитни стомани, посредством тестване на утечка на магнитно поле (ТУМП) с датчик на Хол. Стоманеният детайл е магнетизиран до насищане и датчикът на Хол се придвижва по права линия на повърхността на детайла, в направление перпендикулярно на дългата ос на повърхностното сечение на ПЦ. Размерите на ПЦ се определят посредством минимизиране на грешката между измереното разпределение и пресметнатото разпределение на Холовото напрежение по линията на придвижване на датчика.

А9. Създадена е технология за характеризиране на ПЦ в детайли от феромагнитни стомани, посредством ТУМП и ефекта на Фарадей. Използван е магнито-оптичен (МО) сензор, състоящ се от МО слой и светоотразяващ слой от алуминий, като сензора се поставя близо до повърхността на детайла. Линейно поляризирана светлина пада върху МО слоя, който завърта равнината на поляризация на различен ъгъл в зависимост от интензитета на изтичащото магнитно поле около ПЦ. След преминаване на отразената от МО сензора се наблюдава изображение на изтичащото магнитно поле около ПЦ, което може да бъде използвано за пресмятане на дълбочината на ПЦ.

А10. Създадена е технология за характеризиране на ПЦ в детайли от парамагнитни или феромагнитни метали, посредством използване на високочестотен ток и измерване с контурна антена. Високочестотният ток се подава през метална жица, която се поставя близо до повърхността на детайла и индуцира ток със същата честота под повърхността на детайла. Контурът на антената се позиционира перпендикулярно на повърхността на детайла и успоредно на металната жица. Траекторията на индуцирания ток и интензитета на токовото магнитно поле се променят близо до ПЦ, като напрежението измервано между двата края на антената е пропорционално на дълбочината на ПЦ.

58

Б. Научно-приложни приноси	Глава
Б1. Пресметнати са показателя на пречупване $n(\lambda)$, показателя на затихване $k(\lambda)$ и дебелината d на равномерни тънки слоеве от халкогенидните стъкла GeSe ₂ и As ₄₀ S ₄₀ Se ₂₀ , посредством алгоритъма AMOO за MO за $R(\lambda)$.	4
Б2. Пресметнати са $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ и d на равномерен тънък слой от халкогенидното стъкло Ge ₂₈ As ₁₂ Se ₆₀ , посредством алгоритъма АМОПО за МО за $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$.	4
Б3. Пресметнати са $n(\lambda)$, $k(\lambda)$, средната дебелина \overline{d} и максималното отклонение Δd на дебелината от средната дебелина на равномерен и на неравномерен тънък слой от халкогенидното стъкло As ₄₀ S ₆₀ , посредством алгоритъма AMOHCHП за MO за $T(\lambda)$, който отчита поглъщането в стъклената подложка.	5
Б4. Пресметнати са оптимизираните стойности на $n(\lambda)$, $k(\lambda)$, \bar{d} и Δd за два тънки слоя от нехидрогениран a-Si, посредством алгоритъма АОМОП, който определя оптималните стойности на трите регулируеми параметъра на МО за $T(\lambda)$ и отчита поглъщането в стъклената подложка. Двата слоя са изготвени при различни технологични условия, като стойностите на съответните \bar{d} и Δd се различават силно за двата слоя. Сравняване на данни за \bar{d} от електронно микроскопски измервания с пресметнатите \bar{d} за двата слоя показва, че относителната грешка RE(\bar{d}) $\leq 0.4\%$ при използване на АОМОП, докато RE(\bar{d}) $\geq 25\%$ и RE(\bar{d}) $\cong 38\%$ при използване на отсъствие на широка област на квази-прозрачност на слоевете и на неточно определяне на трите регулируеми параметъра.	5
Б5. Пресметнати са оптимизирани стойности на $n(\lambda)$, $k(\lambda)$, \bar{d} и Δd за същите два тънки слоя от нехидрогениран a-Si, посредством алгоритъма АОГМОП, който определя оптималните стойности на четирите регулируеми параметъра на графичния МО за $T(\lambda)$ и отчита поглъщането в стъклената подложка. Сравняване на данните за \bar{d} от електронно микроскопски измервания с пресметнатите \bar{d} за двата слоя показва, че относителната грешка RE(\bar{d}) $\leq 1.1\%$ при използване на АОГМОП. Малките грешки RE(\bar{d}) при използване на АОГМОП или АОМОП се дължат основно на значително подобряване на разграничавани на приносите към $T(\lambda)$ на поглъщането в слоя и на неравномерността на слоя.	5 ето
Б6. Характеризирани са четири изкуствена ПЦ с дължина 2l _c = 10 mm, ширина 2a _c < 1 mm, и максимална дълбочина между 0.7 mm и 3 mm в образци от феромагнитна стомана SS400, посредством ТУМП и датчик на Хол. При пресмятане на дълбочината и ширината на ПЦ, с известна дължина, са получени относителна грешки RE(d) < 10% за дълбочината и сумарна относителна грешка RE(d) + RE(2a _c) ≤ 19% за дълбочината и ширината на ПЦ.	6
Б7. Подготвен е образец от тръба от феромагнитна стомана JIS STS410, с вътрешен радиус 5 mm, понеже такива тръби са използвани за циркулация на вода в атомни електроцентрали. За пресъздаване на експлоатационните условия, тръбата е подложена на температура 290° С и оксидираща концентрация на кислород 1 ррт. Вътрешната повърхност на половинка от така подготвената тръба е изследвана посредством ТУМП и МО сензор. Наблюдавани са изображения на изтичащото магнитно поле около четири	6

ПЦ с дължини между 100 µm и 700 µm. Предложена е техника за определяне на дълбочината на определена ПЦ от фотометрично измерване на интензитета на светлинния поток съответстващ на изображение на тази ПЦ.

Б8. Изготвени са два образеца с еднакви размери, съответно от парамагнитна стомана 316 и от феромагнитна стомана SS400. Всеки от образците съдържа три изкуствени ПЦ, изготвени с форма на правоъгълен паралелепипед с дължини 10 mm, ширини 0,15 mm и дълбочини съответно 0.5 mm, 1mm и 2 mm. Тези ПЦ са характеризирани посредством подаване на променлив ток с честота fs = 300 MHz през медна жица и измерване с контурна антена. Показано е, че ПЦ реакцията *C*с е пропорционална на дълбочината на ПЦ, при измервания с придвижване на петата на антената надлъж права линия минаваща около връхчето на устата на ПЦ. Естествена ПЦ с дължина 24 mm и максимална дълбочина 5 mm в друг образец от стомана 316 е идентифицирана посредством подобни измервания.

СПИСЪК НА ПУБЛИКАЦИИТЕ ПО ДИСЕРТАЦИЯТА

{1} D. Minkov, Method for determining of the optical constants of a thin film on a transparent substrate, J. Phys. D Appl. Phys., 22(1989)199-205. Impact factor: 2.588

{2} D. Minkov, Calculation of the optical constants of a thin layer upon a transparent substrate from the reflection spectrum, J. Phys. D Appl. Phys., 22(1989)1157-1161. Impact factor: 2.588

{3} D. Minkov, Computation of the optical constants of a thin dielectric layer from the envelopes of the transmission spectrum, at inclined incidence of the radiation, J. Mod. Optic., 37(1990) 1977-1986.

Impact factor: 1.328

{4} D. Minkov, P. Drashkova, Method for calculating of the optical constants of a non-transmitting layer upon a transmitting substrate, Thin Solid Films, 191(1990)193-200.

Impact factor: 1.879

{5} D. Minkov, R. Swanepoel, Computerisation of the optical characterisation of a thin dielectric film, Opt. Eng., 32(1993)3333-3337. Impact factor: 1.082

{6} D.Minkov, Influence of the light interaction on the optical behaviour of a-Si:H solar cells, Sol. Energ. Mat. Sol. C., 31(1993)323-335.Impact factor: 4.784

{7} D.Minkov, Flow graph approach for optical analysis of planar structures, Appl. Optics, 33(1994)7698-7703. Impact factor: 1.650

{8} D. Minkov, R. Swanepoel, A comparative study of the use of the matrix approach and the flow graph approach for optical analysis of isotropic stratified planar structures, Annual Meeting of the International Society of Optical Engineering, San Diego, USA, (1995), Proc.SPIE, 2540(1995) 131-138.

Impact factor: 0.37

{9} J. Ruiz-Perez, E. Marquez, D. Minkov, J. Reyes, J. Ramirez-Malo, P. Villares, R. Jimenez, Computation of the optical constants of thermally-evaporated thin films of GeSe₂ chalcogenide glass from their reflection spectra, Phys. Scripta, 53(1996)76-82. Impact factor: 1.28

 $\{10\}$ E. Marquez, J. Gonzalez-Leal, R. Prieto-Alcon, M. Vlcek, A. Stronski, T. Wagner, D. Minkov, Optical characterization of thermally evaporated thin films of As₄₀S₄₀Se₂₀ chalcogenide glass by reflectance measurements, Appl. Phys. A-Mater, 67(1998)371-378. Impact factor: 1.455

{11} E. Marquez, A. M.Bernal-Oliva, J. M. Gonzalez-Leal, R. Prieto-Alcon, J. C. Navarro, D. Minkov, Optical constants in the subgap region and vibrational behaviour by far-infrared spectroscopy of wedge shaped obliquely deposited amorphous GeS₂ films, Phys. Scripta, 60(1999) 90-96. Impact factor: 1.28

{12} J. J. Ruiz-Perez, J. M. Gonzalez-Leal, D. Minkov, E. Marquez, Method for determining the optical constants of thin dielectric films with variable thickness using only their shrunk reflection spectra, J. Phys. D Appl. Phys., 34(2001)2489-2496.

{13} J. M. Gonzalez-Leal, R. Prieto-Alcon, J. A. Angel, D. Minkov, E. Marquez, Influence of substrate absorption on the optical and geometrical characterization of thin dielectric films, Appl. Optics, 41(2002)7300-7308. Impact factor: 1.650

{14} G. M. Gavrilov, D. A. Minkov, E. Marquez, S. M. F. Ruano, Advanced Computer Drawing Envelopes of Transmittance Spectra of Thin Film Specimens, Intl. Adv. Res. J. Sci. Eng. Technol. (IARJSET), 3(2016)163-168. Impact factor: 4.821

{15} D. Minkov, G. Gavrilov, E. Marquez, S. Ruano, Accurate Characterization of Film on Substrate Transmitting Specimens by the Envelope Method, International Scientific Conference Electronics, Sozopol, (2016), Proc.XXV IEEE Conference ET2016, 207-210.

{16} D. A. Minkov, G. M. Gavrilov, E. Marquez, S. M. F. Ruano, A. V. Stoynova, Development of algorithm for computer drawing envelopes of interference reflectance spectra for thin film specimens, OPTIK, 132(2017)320-328. Impact factor: 0.835

{17} D. A. Minkov, G. M. Gavrilov, J. M. D. Moreno, C. G. Vazquez, E. Marquez, Optimization of the graphical method of Swanepoel for characterization of thin film on substrate specimens from their transmittance spectrum, Meas. Sci. Technol., 28 (2017) 035202:1-13. Impact factor: 1.585

{18} D. A. Minkov, G. M. Gavrilov, G. V. Angelov, J. M. D. Moreno, C. G. Vazquez, S. M. F. Ruano, E. Marquez, Optimization of the envelope method for characterization of optical thin film on substrate specimens from their normal incidence transmittance spectrum, Thin Solid Films, 645(2018)370-378. Impact factor: 1.879

{19} D. Minkov, T. Shoji, Method for sizing of 3-D surface breaking flaws by leakage flux, NDT&E Int., 31(1998)317-324. Impact factor: 2.726

{20} D. Minkov, J. Lee, T. Shoji, Study of crack inversions utilizing the dipole model of a crack and Hall element measurements, J. Magn. Magn. Mater., 217(2000)207-215. Impact factor: 2.630

{21} D. Minkov, T. Shoji, J. Lee, Crack inversion based on measuring leakage magnetic field by InAs Hall element, Sixth International Workshop on Electromagnetic Nondestructive Evaluation ENDE'2000, Budapest, Hungary, (2000), IOS Press, Amsterdam, (2001)113-120.

{22} D. Minkov, Y. Takeda, T. Shoji, J. Lee, Estimating the sizes of surface cracks based on Hall element measurements of the leakage magnetic field and a dipole model of a crack, Appl. Phys. A-Mater, 74(2002)169-176. Impact factor: 1.455

{23} K. Yagi, K. Tamakawa, D. Minkov, Y. Sato, T. Shoji, Inspection of metal surfaces containing cracks by small antennas, Review of Progress in QNDE, Des Moines, USA (2000), Review of Progress in QNDE, American Institute of Physics, 20(2001)338-345.

{24} K.Yagi, N.Sato, Y.Sato, K.Tamakawa, D.Minkov, T.Shoji, Detection and evaluation of the sizes of surface cracks in conductive materials by loop antenna, Appl. Phys. A-Mater, 77(2003)461-468.

Impact factor: 1.455

{25} J. Lee, H. Lee, T. Shoji, D. Minkov, Application of magneto-optical method for inspection of the internal surface of a tube, Third International Workshop on Electromagnetic Nondestructive Evaluation (ENDE), Reggio Calabria, Italy, (1997), Electromagnetic Nondestructive Evaluation (II), IOS Press, Amsterdam, (1998)49-57.

{26} J. Lee, H. Kato, T. Shoji, D. Minkov, Quantitative non-destructive evaluation of a surface crack by remote magneto-optical inspection system, Tenth International Symposium on Nondestructive Characterization of Materials, Karuizawa, Japan, (2000), Nondestructive Characterization of Materials (X), Elsevier Science Ltd., (2000)327-332.

Списък на друга използвана литература в автореферата

[109] R. Swanepoel, Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon, J. Phys. E, 16 (1983) 1214-1222.

[111] R. Swanepoel, Determination of surface roughness and optical constants of inhomogeneous amorphous silicon films, J. Phys. E, 17 (1984) 896-903.

[121] S. H. Wemple, Refractive-Index Behavior of Amorphous Semiconductors and Glasses, Phys. Rev. B, 7 (1973) 3767-3777.

[149] P. C. Logofatu, D. Apostol, V. Damian, R. Tumbar, Optimum angles for determining the optical constants from reflectivity measurements, Meas. Sci. Technol., 7 (1996) 55-57.

[150] J. M. González-Leal, E. Márquez, A. M. Bernal-Oliva, J. J. Ruiz-Pérez, R. Jiménez-Garay, Derivation of the optical constants of thermally-evaporated uniform films of binary chalcogenide glasses using only their reflection spectra, Thin Solid Films, 317 (1998) 223-227.

[151] A. Dahshan, Optical and other physical characteristics of Ge–Se–Cd thin films, Opt. Mater., 32 (2009) 247-250.

[152] K. A. Aly F. M. Abdel-Rahim, Effect of Sn addition on the optical constants of Ge–Sb–S thin films based only on their measured reflectance spectra, J. Alloy. Compd., 561 (2013) 284-290.

[164] K. Tanaka, Optical properties and photoinduced changes in amorphous As_xS_{100-x} films, Thin Solid Films, 66 (1980) 271-279.

[174] J. B. Ramırez-Malo, E. Marquez, C. Corrales, P. Villares, R. Jimenez-Garay, Optical characterization of As₂S₃ and As₂Se₃ semiconducting glass films of non-uniform thickness from transmission measurements, Mater. Sci. Eng. B, 25 (1994) 53-59.

[175] J.S. Sanghera, V.Q. Nguyen, I.D. Aggarwa, Properties of As₄₀S_(60-x)Se_x Glasses for IR Fiber Optics, J. Am. Ceram. Soc., 79 (1996) 1324-1328.

[177] J. Freitas Jr., U. Strom, D. J. Treacy, Raman scattering of the mixed chalcogenide glass system As₂S_xSe_{3-x}, J. Non-Cryst. Solids, 59&60 (1983) 875-878.

[178] K. S. Harshavardhan, S. Rajagopalan, L. K. Malhotra, K. L. Chopra, Photoinduced changes in the Urbach tail in Ge and As based chalcogenide glasses, J. Appl. Phys., 54 (1983) 1048-1052.

[182] Andriesh A M and Tsiulyanu D' I, Influence of annealing and temperature on the absorption edge of As₂S₃-Ge amorphous films , 1973 Phys. Status Solidi, 19 (1973) 307-312.

[183] J. Peatross, M. Ware, Physics of Light and Optics, Ch. 2, Brigham Young University, BYE Press, Provo, 2013, 50-57.

[188] G. M. Gavrilov, Characterization of Chalcogenide Film on Substrate Specimens by the Graphical Method Using Accurate Refractive Index of the Substrate, IEEE Proc. XXV International Scientific Conference Electronics - ET2016, Sozopol, Bulgaria, (2016) 203-206.

[202] S. Mukae, M. Katoh, K. Nishio, Investigation on quantification of defect and effect of factors affecting leakage flux density in magnetic leakage flux testing method, J. Jpn. Soc NDI, 37 (1988) 885-894.

[227] J. Zhang, G. Y. Tian, A. M. J. Marindra, A. I. Sunny, A. B. Zhao, A Review of Passive RFID Tag Antenna-Based Sensors and Systems for Structural Health Monitoring Applications, Sensors, 17 (2017) 17020265:1-32.

Characterization of thin films and surface cracks in metals by electromagnetic methods and technologies

Assoc. Prof. Dr. Dorian Minkov

Abstract

The main goal of this dissertation is:

Progress in the development of electromagnetic methods and technologies for materials characterization by: improvement of the capabilities and the qualities of thin films characterization by the spectrophotometrical envelopes method (EM), and development of new technologies for characterization of surface cracks in metals.

Due to the electromagnetic nature of the interatomic and intermolecular forces in solids and soft materials, the electromagnetic methods and technologies are popular for characterization of materials.

The optical and the electrical characteristics of thin films can be calculated using the spectral dependencies of the refractive index $n(\lambda)$ and the extinction coefficient $k(\lambda)$ of the film, which are influenced by the technology of preparation of the film. The envelopes method (EM) of Swanepoel is the most popular method for determination of $n(\lambda)$ and $k(\lambda)$ of a thin film with a thickness of 500 nm to 5000 nm, in the spectral regions of medium and weak absorption and quasi-transparency of the film. EM of Swanepoel, also named 'EM for $T(\lambda)$ ', is based on an analysis of the interference transmittance spectrum $T(\lambda)$ of the film formed on a substrate, which is scanned at normal incidence of light from a spectrophotometer. However, it turns out that EM of Swanepoel, and its variation – the graphical EM for $T(\lambda)$ have the following deficiencies: they do not provide model-free determination of the bandgap E_g and the type of prevailing electronic transitions from bound electronic states to the conductive band, do not account for the absorption in the commonly used glass substrates, lead to large computational errors for films without a wide region of quasi-transparency, and contain three or four subjectively chosen parameters.

To address these and other problems concerning the application of EM for accurate characterization of thin films, the following original methods, technologies and algorithms are proposed and developed in this dissertation:

- EM for model-free characterization of light transmitting thin film from the interference reflectance spectrum $R(\lambda)$ of the film on a transparent substrate, scanned at normal light incidence.

- EM for model-free characterization of light transmitting thin film from the two interference spectra $T(\lambda)$ and $R(\lambda)$ of the film on a transparent substrate, scanned at normal light incidence.

- Two technologies for improvement of EM for $T(\lambda)$, and the graphical EM for $T(\lambda)$, by: accounting for the substrate absorption; correcting for accurate characterization of thin films without a wide region of quasi-transparency; and optimization of the adjustable parameters, based on minimization of innovative error metric.

- Two algorithms for accurate computation of the two smooth envelopes of: the interference transmittance spectrum $T(\lambda)$, and the interference reflectance spectrum $R(\lambda)$ of the film on a glass substrate.

On the other hand, using metal parts in critical conditions, such as high pressure, numerous repetition of external forces, and a contact with chemically active medium, can result in development of cracks at a surface of the part. Since such cracks can cause significant material losses or catastrophes, and their characterization represents a relatively new research direction, development is needed of new electromagnetic technologies for characterization of surface cracks in metals.

- To address this lack of knowledge, three technologies are proposed for characterization of surface cracks in metal parts by: magnetic flux leakage testing (MFLT) with a Hall sensor; MFLT and Faraday effect; and alternating current field measurements with a contour antenna.