Vysoké učení technické v Brně
Brno University of Technology

Fakulta strojního inženýrství
Ústav konstruování / Odbor konstruování strojů

Faculty of Mechanical Engineering
Institute of Machine and Industrial Design / Department of Machine Design

In-situ studium změny topografie třecích povrchů v elastohydro-dynamickém kontaktu

In-situ study of surface topography changes in elastohydrodynamic contact

Disertační práce
Dissertation Thesis

Autor práce: **Ing. Petr Šperka**
Author

Vedoucí práce: **prof. Ing. Martin Hartl, Ph.D.**
Supervisor

Brno 2011

ústav konstruování

Tato práce je spolufinancována Evropským sociálním fondem
a státním rozpočtem České republiky.

INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval svému školiteli prof. Martinu Hartlovi a prof. Ivanu Křupkovi za mnoho cenných rad a připomínek po celou dobu doktorského studia. Také bych rád poděkoval svým rodičům a své přítelkyni za podporu při řešení úskalí, které se vyskytly během studia.

PROHLÁŠENÍ O SAMOSTATNOSTI

Prohlašuji, že jsem předloženou disertační práci vypracoval samostatně na základě uvedené literatury a za podpory školitele prof. Ing. Martina Hartla, Ph.D.

V Brně dne 31. 08. 2011

.....
Petr Šperka

BIBLIOGRAFICKÁ CITACE

ŠPERKA, P. *In-situ studium změny topografie třecích povrchů v elastohydrodynamickém kontaktu.* Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2011. 143 s. Vedoucí disertační práce prof. Ing. Martin Hartl, Ph.D.

ABSTRAKT

Disertační práce se zabývá studiem elastohydrodynamického (EHD) mazaní povrchů s reálnými povrchovými nerovnostmi. Systematické studium chování harmonických složek povrchu při průchodu EHD kontaktem jinými autory vedlo k nalezení jednotného principu, podle kterého se jednotlivé harmonické složky deformují uvnitř kontaktu. Ačkoliv tento model amplitudového útlumu může poskytnout rychlý nástroj pro přesnější hodnocení povrchů v technické praxi, nebyl na reálných površích dosud ověřen experimenty. Tato práce představuje průkopníka v oblasti kvantitativní analýzy měření reálných povrchů. Součástí práce jsou nové a původní výsledky s reálnými a modelovými nerovnostmi, které v řadě případů potvrzují teoretické předpoklady. Hlubší poznání chování povrchových nerovností v kontaktech pracujících při EHD režimu mazání, který lze nalézt v mnoha strojních prvcích (ložiska, ozubené kola, vačky a další), může být prospěšný k jejich dokonalejšímu návrhu a v konečném důsledku umožnit strojům a zařízením práci s nižšími energetickými nároky a vyšší životností.

KLÍČOVÁ SLOVA:

Tribologie, mazání, EHD, povrchové nerovnosti, model amplitudového útlumu, tloušťka mazacího filmu.

ABSTRACT

This dissertation thesis deals with elastohydrodynamic lubrication (EHL) of surfaces with real roughness. Systematic study of surface harmonic components behaviour, during their passage of the EHL contact, by other authors led to retrieval of a uniform principle according which individual harmonic components deform inside the contact. Although the amplitude attenuation model can provide rapid tool for more accurate surface assessment in design process it has not been validated on real surfaces till now. The thesis represents pioneering work on quantitative analysis of real surfaces EHD measurements. It contains original and new results with real and model roughness features that in many cases confirm theoretical expectations. Deeper understanding of surface roughness behaviour inside EHL contact, which is typical for machine parts like bearings, gears, cams etc., can help to improve design process of the components and ultimately enable machines and equipment to work with lower energy requirements and higher durability.

KEYWORDS:

Tribology, lubrication, EHD, EHL, surface roughness, amplitude attenuation model, amplitude reduction model, film thickness.

OBSAH

1 Úvod **13**

2 Přehled současného stavu poznání **15**
2.1 První studie 15
2.2 Model amplitudového útlumu 15
2.2.1 Podmínky čistého valení 15
2.2.2 Podmínky valení s částečným skluzem 21
2.2.3 Experimentální studium 25
2.2.4 Aplikace modelu amplitudového útlumu 36

3 Analýza a zhodnocení poznatků získaných na základě rešerše **43**

4 Vymezení cíle disertační práce **47**

5 Metody přístupu a návrh způsobu řešení **49**
5.1 Experimentální přístup 49
5.1.1 Experimentální aparatura 49
5.1.2 Experimentální metody 50
5.1.3 Experimentální materiál 53
5.2 Teoretický přístup 55
5.2.1 Analýza teoretického modelu 55
5.3 Analýza experimentálních dat 62
5.3.1 Simulace chyb 62
5.3.2 Korekce experimentálních dat a způsob filtrace 64
5.3.3 Modifikace pro podmínky valení s částečným skluzem 65
5.4 Postup výpočtu predikce 66

6 Výsledky **69**
6.1 Chování povrchových nerovností za podmínek čistého valení 69
6.1.1 Chování modelových nerovností 72
6.1.2 Chování podélně orientovaných povrchových nerovností 76
6.2 Chování povrchových nerovností za podmínek valení s částečným skluzem 78
6.2.1 Studium chování modelových nerovností 79
6.3 Další efekty 81

7 Diskuze **83**
7.1 Souhrn nových poznatků a význam pro další rozvoj vědního oboru . . 96

8 Závěr **99**

Literatura **107**

Publikace autora k dané problematice **117**

Seznam symbolů, veličin a zkratek **119**

Seznam příloh **123**

1 ÚVOD

Schopnost maziva oddělit povrchy patří mezi hlavní důvod jeho aplikace a umožňuje dlouho trvající funkci řady strojů v našem okolí. Samotná schopnost maziva separovat povrchy s nekonformním zakřivením, které jsou běžné například u valivých ložisek, ozubených převodů, vaček a dalších, udivovala řadu inženýrů a vědců. Objasnění podstaty mazání nekonformně zakřivených těles a kompletní popis mechanismů elastohydrodynamického (EHD) mazání ideálně hladkých povrchů patří bezesporu k největším poznatkům vědního oboru tribologie. Teoretický popis byl kvalitativně i kvantitativně ověřen experimenty. V reálných součástech se však až na drobné výjimky hladké povrchy nevyskytují, povrchy obsahují nerovnosti, které vznikají při jejich výrobě či následkem opotřebení.

Za podmínek, kdy mazací film je výrazně tlustší než je velikost nerovností je vliv nerovností na kontakt zanedbatelný. Zároveň ve snaze zvyšovat energetickou účinnost strojů a zařízení, dochází v posledních desetiletích ke zvyšování přenášených zatížení, používání méně viskózních maziv a provozu strojů za vyšších pracovních teplot, což má za následek snižování tloušťky mazacích vrstev ve strojních prvcích. Tloušťky mazacích vrstev jsou na úrovni srovnatelné s velikostí drsnosti funkčních ploch.

S tím jak se snižuje tloušťka mazací vrstvy, roste význam nerovností v kontaktu. Dochází k jejich deformaci, která způsobuje indukování fluktuací tlaku. Tyto fluktuace ovlivňují rozložení podpovrchového napětí a místo maxima, které je u hladkých kontaktů dle Hertovy teorie lokalizované pod povrchem a vede na poškození vlivem kontaktní únavy, kde iniciace nejčastěji probíhá na úrovni nehomogenit a nečistot materiálu (mezní stav spalling). S nárůstem vlivu nerovností na rozložení podpovrchových napětí, může dojít k přesunu maxima blíže k povrchu a k růstu hodnoty napětí. Tím se zvyšuje riziko iniciace únavového poškození z vrubů tvořených povrchovými nerovnostmi a vede na mezní stav pittingu.

Zároveň se snižující tloušťkou mazací vrstvy dochází k častějším lokálním kontaktům nerovností třecích povrchu. Dochází k přechodu z plného režimu EHD mazání na režim smíšeného mazání, kde část zatížení je přenášeno mazacím filmem a část přímým kontaktem nerovností. To má za následek další nárůst fluktuací tlaku, které mohou vést k jiným mechanismům poškození jako například scuffing. Proto je velmi cenné být schopen pro konkrétní topografii povrchu určit jak deformace nerovností, které ovlivňují tloušťku maziva, tření a opotřebení, tak i velikost vzniklých fluktuací tlaku ovlivňující životnost součástí.

Mohutný posun v možnostech numerických simulací byl umožněn nejen díky pokroku výpočetní techniky, ale také díky moderním vícevrstvým (vícesíťovým) metodám řešení [18], [19], [33], které značně urychlily celý proces. Tyto techniky umožnily simulovat i kontakty povrchů s reálnými nerovnostmi. Proces výpočtu je však velmi časově náročný. Například pro řešení průchodu povrchu o délce 1 mm s reálnými nerovnostmi skrz bodový EHD kontakt je potřeba 5 hodin (stav roku 2006) [39]. Přitom je možné brát v úvahu pouze nerovnosti s velikostí jedné osminy pološirky kontaktu a větší. Pro detailnější simulace čas výpočtu roste s třetí mocninou prostorové rozlišitelnosti. Tento čas je přijatelný pro hlubší analýzu chování jednotlivých případů, ale jako obecný nástroj pro průmyslovou praxi jsou tyto časy nepřijatelné.

Dále je známo, že i při použití pokrokových metod řešení jsou vždy u kontaktů s reálnými nerovnostmi komplikace s konvergencí a numerickou stabilitou, což do značné míry limituje automatické použití těchto metod a vyžaduje kontrolu procesu výpočtu. Pro účel praktického použití v procesu návrhu strojních prvků, by byl daleko více vhodný nástroj pro rychlou predikci založený na obecném popisu chování povrchových nerovností uvnitř EHD kontaktu. Na základě známé nedeformované geometrie povrchu by bylo možné získat predikci geometrie mikronerovností a rozložení tlaku v kontaktu a s jejím využitím daleko přesněji hodnotit výkonnost tribologických uzlů.

Disertační práce se zabývá experimentálním studiem chování povrchových nerovností v elastohydrodynamickém kontaktu. Obsahem disertační práce jsou nejen doposud nepublikované výsledky, ale také souhrn dvou publikací autora práce, které se bezprostředně týkají tématu.

2 PŘEHLED SOUČASNÉHO STAVU POZNÁNÍ

2.1 První studie

Pro zjednodušení, se první studie zabývaly pouze globálním vlivem topografie třecích povrchů na mazací film. Jednalo se přitom o studium stochasticky rozmístěných nerovností [1], další studie využily řešení průměrované Reynoldsovy rovnice [10] k simulaci EHD problému drsných povrchů. Výsledkem těchto prací bylo základní zjištění, že dochází k navýšení tloušťky mazacího filmu při změně podélně orientovaných nerovností (tj. ve směru valení) na isotropní a dále na příčně orientované nerovnosti. Přičemž v případě hladkého kontaktu je tloušťka mazacího filmu vyšší než u podélně orientovaných nerovností, ale nižší než u nerovností isotropních. Pozdější práce braly v úvahu změnu povrchových nerovností vlivem tlaku v mazacím filmu. Hydrodynamický tlak vznikající v okolí jednotlivých povrchových nerovností způsobuje jejich elastickou deformaci. Tento jev je označován jako mikroelastohydrodynamické mazání (zkráceně μEHL).

Při simulaci EHD kontaktů s povrchovými nerovnostmi jsou možné dva přístupy k popisu topografie povrchu statistický a deterministický. Statistický přístup byl poprvé použit v sedmdesátých letech 20. století a řešil nedostatečné výpočetní a datové kapacity pro aplikaci deterministického popisu. Ten byl poprvé využit na začátku 80. let, k řešení liniového kontaktu [2], [3] za podmínek čistého skluzu jednoho hladkého povrchu vůči nehybné nerovnosti.

V poslední době se nejvíce zájmu soustředilo na porozumění chování harmonických povrchových nerovností při průchodu vysoce zatíženou oblastí EHD kontaktu. Poprvé byly publikovány řešení liniového kontaktu uvažující pohyb drsných třecích povrchu [4], [19], [21], které poukázaly na důležitost těchto přechodových podmínek.

2.2 Model amplitudového útlumu

Základem mikroelastohydrodynamického (μEHD) mazání je skutečnost, že povrchové nerovnosti se uvnitř kontaktu elasticky deformují. Prvním krokem pro porozumění chování povrchů s reálnými nerovnostmi je detailní znalost chování harmonických složek.

2.2.1 Podmínky čistého valení

Na počátku 90. let 20. století lze nalézt první pokusy o systematické studium a popis chování harmonických složek při průchodu kontaktem [19], [21], [22]. Pro teoretické studium se ukázaly být přínosné dvě metody řešení problému, které poskytují obdobné výsledky. První je tzv. analýza pertubací, která umožňuje převést problém vysoce zatíženého liniového kontaktu na lineární řešení ustáleného stavu [30]. Výhodou je hlubší pohled do mechanismů probíhajících v kontaktech. Druhou metodou je plné numerické řešení kontaktu s nerovnostmi jako přechodového problému s využitím moderních vícevrstvých metod. Výhodou je komplexnější pojetí úlohy s menšími zjednodušeními a možnost simulovat bodový kontakt [23], [24], [25].

Numerické simulace kontaktů s harmonickými nerovnostmi rozličných amplitud a vlnových délek za různých provozních podmínek [26], [27], [29], [32], [28] vedly k unifikovanému popisu změny amplitudy původní vlny, kterou bylo možné popsat spojitou křivkou (Obr. 2.1). Zároveň byly parametry provozních podmínek seskupeny do jediného parametru ∇. Chování povrchových nerovností lze poté obecně popsat tzv. modelem amplitudového útlumu. Další odstavce jsou věnovány popisu a analýze modelu amplitudového útlumu za čistého valení pro případ liniového a bodového kontaktu.

U vysoce zatížených kontaktů, jaké jsou v ložiscích, vačkách, ozubených převodech apod., jsou elastické deformace povrchů výrazně větší než tloušťka maziva. Poté se tlak téměř v celém kontaktu velmi blíží rozložení, které je u suchých kontaktů bez uvažování tření (průběh dle hertzovy teorie). Navíc vlivem vysokého zatížení dochází k významnému zvýšení viskozity maziva. Za těchto podmínek je levá část Reynoldsovy rovnice 2.1 natolik malá, že ji lze zanedbat [19].

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho h^3}{12\eta}\frac{\partial p}{\partial x}\right) - \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\rho h^3}{12\eta}\frac{\partial p}{\partial y}\right) = \bar{u}\frac{\partial(\rho h)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} \tag{2.1}$$

Tím se rovnice 2.1 transformuje do jednoduchého tvaru

$$\bar{u}\frac{\partial(\rho h)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} = 0, \tag{2.2}$$

nebo také

$$\rho h = f(x - ut), \tag{2.3}$$

což je v podstatě rovnice vedení. To má za důsledek fakt, že fluktuace přiblížení vyvolané nerovnostmi zůstávají konstantní v průběhu průchodu kontaktem a ke změnám dochází pouze na vtoku do kontaktu, který řídí chování nerovností. Tyto fluktuace se pohybují středních rychlostí maziva a jejich vlnová délka, stejně jako amplituda v průběhu průchodu kontaktem se nemění. Obecně je uváděn [31] nejnižší potřebný maximální Hertzův tlak $0,5$ GPa, kdy ještě lze s dostatečnou přesností aplikovat toto zjednodušení.

Liniový kontakt

Uvažujme liniový kontakt o položířce Hertzova kontaktu b, mezi hladkým povrchem a povrchem tvořeným příčně orientovanými harmonickými nerovnostmi o vlnové délce λ a amplitudě A_i. Pak za podmínek EHD se amplituda A_i redukuje na A_d. Míra deformace, definovaná jako tzv. amplitudový útlum (poměr) A_d/A_i, je v lineární oblasti nezávislá na velikosti původní amplitudy A_i a závisí na parametrech λ, b, M_1, L. Podmínky lze shrnout do jednoho parametru, bezrozměrné vlnové délky ∇_1

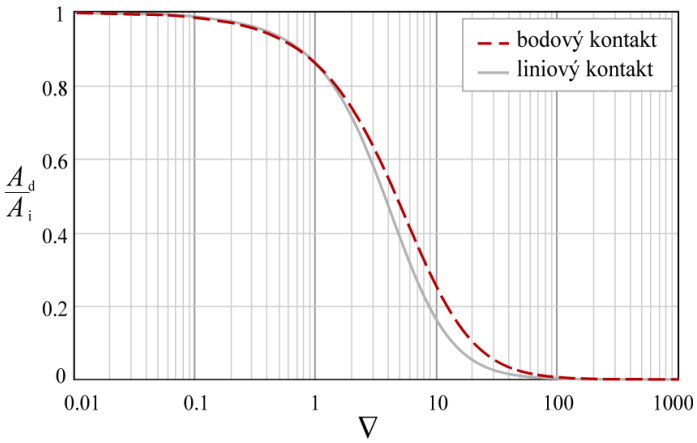
$$\nabla_1 = \frac{\lambda}{b}\frac{M_1^{3/4}}{L^{1/2}}, \tag{2.4}$$

kde λ je vlnová délka povrchových nerovností, b je položířka Hertzova kontaktu, M_1 Moesův bezrozměrný parametr rychlosti pro jednorozměrné úlohy, L Moesův

bezrozměrný parametr materiálu. Amplitudový útlum A_d/A_i v závislosti na tomto parametru pro různé hodnoty, M_1, L vykazuje jednotné chování, které lze popsat křivkou (obr. 2.1)

$$(A_d/A_i)_{1D} = \frac{1}{1 + 0,125\nabla_1 + 0,04\nabla_1^2}, \tag{2.5}$$

kde A_i je nedeformovaná (původní) amplituda, A_d deformovaná amplituda uvnitř kontaktu.



Obr. 2.1 Amplitudový útlum harmonických nerovností v liniovém a bodovém kontaktu za podmínek čistého valení.

Bodový kontakt

Bodový kontakt je případ dvourozměrného problému, ve kterém se přidává parametr λ_y. Obecně jsou vlnové délky ve směru x a y nezávislé. Stejně jako u liniového kontaktu, také zde je možné redukovat všechny proměnné do jediného parametru

$$\nabla_2 = \frac{\lambda_{min}}{b}\sqrt{\frac{M_2}{L}}, \tag{2.6}$$

kde $\lambda_{min} = \min(\lambda_x; \lambda_y)$, b je poloměr Hertzova kontaktu a M_2 Moesův bezrozměrný parametr rychlosti pro dvourozměrné úlohy.

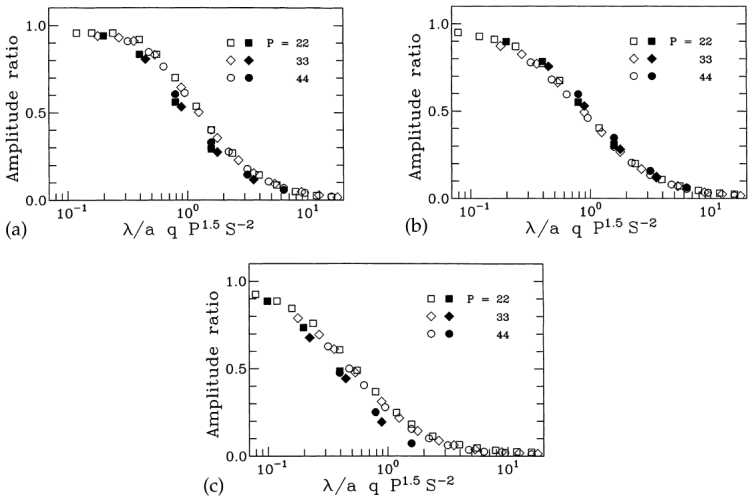
Takto definovaný parametr ∇_2 vykazuje velmi podobnou závislost na rychlosti u a viskozity η jako v případě liniového kontaktu, detailnější analýza je obsažena v kapitole 5.2.1. Křivka pro obecně orientovanou nerovnost [35] je definována vztahem

$$(A_d/A_i)_{2D} = \frac{1}{1 + 0,15\bar{f}(r)\nabla_2 + 0,015\bar{f}(r)\nabla_2^2}, \tag{2.7}$$

$$\bar{f}(r) = \begin{cases} e^{1-1/r}, & \text{pokud } r > 1 \\ 1, & \text{jinak} \end{cases}$$

Bodový kontakt, vliv elipticity

Přestože parametry ∇_1, ∇_2 dokáží vystihnout chování povrchových nerovností u liniového a bodového kontaktu, explicitně nebyly navrženy pro popis eliptického kontaktu. Zároveň však předchozí studie ukázaly obdobné chování povrchové drsnosti v liniových a bodových kontaktech. Proto existuje odůvodněný předpoklad jednotného mechanismu, kterým se řídí oba typy kontaktů.



Obr. 2.2 Amplitudový útlum pro liniový (prázdné tvary) a bodový kontakt (plné tvary); a) Příčná nerovnost; b) Isotropní nerovnost; c) Podélná nerovnost.

Hooke a Venner [34] využily plné řešení EHD kontaktu použitím vícevrstvých metod a tzv. analýzu pertubací (tj. analytické řešení vtoku do kontaktu jako lineárního ustáleného systému) pro porovnání chování mezi bodovým a liniovým kontaktem. V obou případech byly aplikovány podmínky, které dávaly stejný piezoviskózní parametr $c = 23,7$. Tato hodnota je typická pro vysoce zatížené kontakty. Výsledky porovnání bodového a liniového kontaktu (obr. 2.2) prokázaly soulad s maximální odchylkou menší než 10 % pro všechny vlnové délky a orientace. Chování liniových a bodových (eliptických) kontaktů lze popsat jedním parametrem ∇ ve tvaru

$$\nabla = q\frac{\lambda}{b}P^{1,5}S^{-2}, \tag{2.8}$$

kde λ je vlnová délka povrchových nerovností, b je položířka Hertzova kontaktu ve směru valení, P Greenwoodův parametr zatížení, S Greenwoodův parametr rychlosti a q parametr závislý na elipticitě D. Tento parametr q nabývá hodnoty $0,886$ pro kruhový kontakt a $0,994$ pro eliptický kontakt s poměrem $b/a = 10$, další informace viz reference [34].

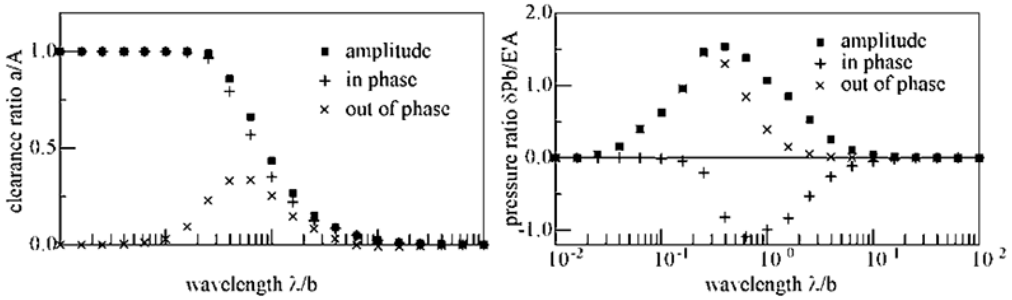
Na tuto práci navazuje Venner a Lubrecht [35], kde jsou dále porovnány rozdíly mezi parametry ∇_1, ∇_2 pro popis liniového a bodového kontaktu a parametrem ∇ aplikovatelným přímo na oba typy kontaktu. Dle publikovaných výsledků je parametr ∇ ten, který jednotně interpretuje mechanismus útlumu u obou typů kontaktů. Parametr ∇ fyzikálně vyjadřuje poměr mezi vlnovou délkou nerovností a velikostí vstupní oblasti, kde vzrůstá tlak (tzv. „inlet pressure sweep“).

Fázová změna

Dle Hooka [37], [38] dochází k fázovému posunu harmonických složek tlaku a tloušťky na vstupu do kontaktu (obr. 2.3). Proto je nutné definovat model s respektováním nejen amplitudy, ale i fáze, například s využitím komplexních čísel. Dle Hooke má model amplitudového útlumu tvar

$$\begin{aligned} \left(\frac{A_d}{A_i}\right)_{ph} &= 1 + \frac{2}{\pi}\nabla p, \\ p &= -\frac{\pi}{2}\frac{1}{c_0/\nabla + c_1 + \nabla}, \\ c_0 &= -0,22 + 0,40i, \qquad c_1 = 0,55 + 0,55i, \end{aligned} \tag{2.9}$$

kde i je imaginární jednotka.

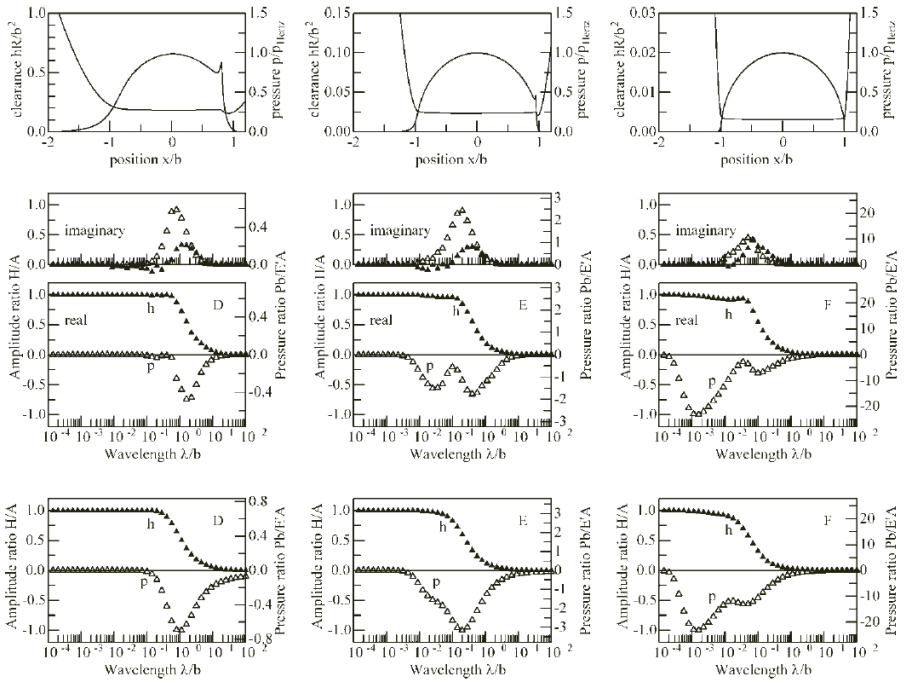


Obr. 2.3 Model amplitudového útlumu zohledňující fázovou změnu [37].

Publikace Hooka [38], [39] jsou v současnosti poslední příspěvky, které rozvíjejí teorií amplitudového útlumu za podmínek čistého valení. Cílem práce je upřesnit model v oblasti krátkých vlnových délek (případně za vysokých rychlostí). Byly navrženy dva stupně aproximace, které umožnily získat dostatečně detailní a přesné řešení i pro hodnoty parametru v řádech 10^{-2} až 10^{-4}. Amplitudový útlum je v kontaktech doprovázen utvářením tlakových vln. Tento mechanismus je složitější než v případě amplitudového útlumu, závisí na stlačitelnosti kapalin. Tyto efekty jsou však patrné pouze u velmi malých vlnových délek, a protože ty mají také malou amplitudu, je jejich podíl na výsledném efektu rozložení tlaku zanedbatelný. Může být vynechán a tím lze výrazně zjednodušit řešení.

Oblast lineárního chování

Model amplitudového útlumu předpokládá změnu amplitudy nerovností nezávislou na velikosti amplitudy. Dle teoretických studií je tento předpoklad splněn v mezích linearity. Dřívější publikace uvažovaly nerovnosti s amplitudou menší než polovina střední tloušťky [35], pozdější studie uvádí nerovnosti o amplitudě srovnatelné s tloušťkou mazací vrstvy [38]. Experimentálně však dosud nebyl detailně vyšetřen přesný rozsah použitelnosti tohoto modelu.



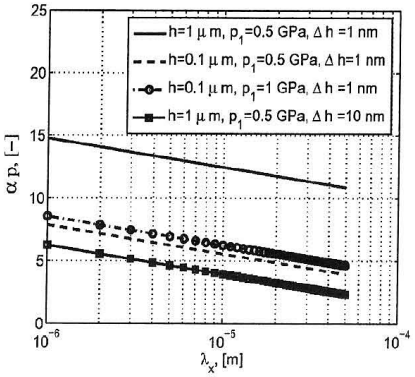
Obr. 2.4 Vliv vlnové délky na pertubace tlak ve středu kontaktu a tloušťky mazací vrstvy. Směrem od vrchu dolů: rozložení tloušťky a tlaku pro hladký kontakt, diagramy pro příčně orientované nerovnosti, podélně orientované nerovnosti (ve směru valení). Zleva doprava zvyšování zatížení: $P = 10, S = 7,13; P = 20, S = 6; P = 40, S = 5,05$.

Z hlediska teorie je důležitá podmínka dostatečně vysokého tlaku, tak aby bylo možné Reynoldsovu rovnici 2.1 zjednodušit do tvaru 2.2. Obecně dle Morales-Espejel [73] za běžných podmínek v EHD kontaktu ($h \approx 1\ \mu\text{m}, 0,04 \leq \eta_0 u \leq 0,1\ \text{Pa} \cdot \text{m}, \alpha = 20\ \text{GPa}^{-1}, \lambda_x = 50\ \mu\text{m}$) a s připuštěním chyby $\Delta h \leq 1$ nm je minimální tlak $0,5$ GPa. Za předpokladu harmonického průběhu tlaku a řešením jednorozměrné Reynoldsovy rovnice lze získat vztah pro nezbytný tlak p [80] ve tvaru

$$p\alpha \geq \ln \left\{ \frac{\pi p_1 h^3}{6\eta_0 u \lambda_x [h - h * (\rho * /\rho)]} \right\}, \tag{2.10}$$

kde p_1 je amplituda tlakových vln, $\Delta h = h - h * (\rho * /\rho)$ je přípustná chyba v centrální oblasti kontaktu, h tloušťka maziva, η_0 viskozita za okolních podmínek, λ_x vlnová délka tlakových vln.

Na obr. 2.5 je vykreslen průběh bezrozměrného tlaku αp v závislosti na vlnové délce λ_x pro různé tloušťky h a chyby Δh. Dle průběhu je patrné, čím větší amplituda vln a také čím kratší vlnová délka, tím větší je nezbytný minimální tlak. Avšak krátké vlnové délky jsou běžně v reálných profilech zastoupeny malou amplitudou, což kompenzuje předchozí skutečnost. Pokud připustíme, vzhledem k účelu daného modelu, ještě přijatelnou chybu $\Delta h = 0,1h$, pak tlak pro významně zastoupené dlouhé vlnové délky může být $0,25$ GPa. I přesto v případě hlubokých mikrovtisků, nebo rýh (uvedená 1D rovnice nezahrnuje boční efekty) lze očekávat významné odchylky v chování od lineárního modelu.



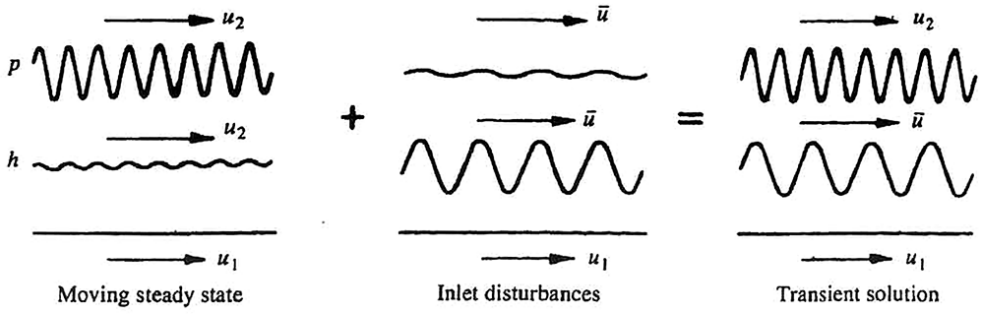
Obr. 2.5 Bezrozměrný minimální tlak nezbytný pro linearizování 1D Reynoldsovy rovnice; Průběh dle vztahu 2.10; Ostatní parametry dle [80].

2.2.2 Podmínky valení s částečným skluzem

Chování nerovností uvnitř EHD kontaktu za podmínek valení s částečným skluzem je složitější než v případě čistého valení. Reologie maziv významně ovlivňuje velikost deformace nerovností, zároveň fakt, že povrchy vstupují do kontaktu rozdílnou rychlostí, mění podmínky na vtoku a přidává další efekt, který je nutné zohlednit.

Komplementární vlna a partikulární řešení

Zmíněné zjednodušení Reynoldsovy rovnice 2.2 dle Vennera [19] předpovídá, že fluktuace tloušťky indukovaná povrchovými nerovnostmi jako jsou mikrovtisky, výstupky, drsnost atd. se pohybují skrz kontakt střední rychlostí maziva nezávisle na rychlosti povrchu s nerovnostmi. Zároveň dle prvních poznatků Vennera [19] se tlakové fluktuace pohybují rychlostí povrchu s nerovnostmi, což by znamenalo, že tlak a tloušťka jsou nezávislé. To je neočekávatelné a také nepřesné, což bude napraveno v dalším odstavci.



Obr. 2.6 Ilustrace efektů uvnitř EHD kontaktu za podmínek valení a částečným skluzem [43].

Greenwood [43] postuloval následující. Uvažujme EHD mazaný kontakt formovaný mezi drsným a hladkým povrchem, které se pohybují rychlostmi u_2, u_1 a platí, že $u_2 > u_1$. Na vtoku do kontaktu vzniká lokální zvlnění tlaku, které deformuje povrchové nerovnosti. Tím dochází k redukci původní amplitudy a vznikají fluktuace

tlaku, které se pohybují rychlostí drsného povrchu u_2. Tato komponenta je pohybující se ustálený stav (partikulární řešení), viz levá část obr. 2.6. Zároveň, jak nerovnost vstupuje do kontaktu, mění lokální velikost přiblížení, což ovlivní tok maziva do kontaktu a způsobí vznik fluktuací tloušťky, které jsou unášeny střední rychlostí maziva u skrz kontaktem. Tyto změny tloušťky nezbytně generují tlakové fluktuace, které se pohybují také rychlostí u. Tato komponenta tloušťky a tlaku (prostřední část obr. 2.6) je označována jako komplementární vlna. Dohromady partikulární řešení (PŘ) a komplementární vlna (KV) tvoří komplexní přechodové chování kontaktu (pravá část obr. 2.6) za podmínek valení s částečným skluzem.

Obecně za těchto podmínek jsou nerovnosti uvnitř kontaktu významně deformovány a tedy PŘ přináší velké fluktuace tlaku a naopak kvůli velké deformaci malé fluktuace tloušťky, KV utváří velké fluktuace tloušťky a menší fluktuace tlaku (viz obr. 2.6).

Matematický aspekt

Jak bylo ukázáno, linearizace rovnice 2.1, zanedbáním Poiseuillova členu uvnitř vysokotlaké oblasti, vede na tvar 2.2, kterému vyhovuje řešení 2.3. Toto řešení poskytuje téměř dokonalou aproximaci ustáleného stavu. Avšak tvar rovnice 2.2, může být využit také pro přechodovou analýzu [43]. Linearizace hustoty vystupující ve výrazu ρh (tok maziva) a zavedení r jako míry změny toku maziva, umožňuje přepsat rovnici 2.2 do tvaru [43]

$$r = \frac{\rho h}{\bar{\rho}\bar{h}}; \qquad u\frac{\partial r}{\partial x} + \frac{\partial r}{\partial t} = 0, \tag{2.11}$$

kterému vyhovuje řešení

$$\begin{aligned} \Delta r &= r_2 \sin\left\{\frac{2\pi}{\lambda'}(x-ut)\right\}, \\ \Delta P &= P_2 \sin\left\{\frac{2\pi}{\lambda'}(x-ut)\right\}. \end{aligned} \tag{2.12}$$

Amlituda komplementární vlny

Významnější výsledky přinesly až následné analýzy založené na přístupu dle Greenwooda [41], [42], [43]. Hooke [53] publikoval semi-analytický způsob řešení vtokové oblasti [31], [47], [38], který umožňuje určit amplitudu KV. Proces však není snadný a vyžaduje hlubší teoretické znalostí. V poslední době Morales-Espejel prezentoval rychlý způsob, který je založen na celkové amplitudě, která obsahuje součet amplitud obou složek. Definice celkové amplitudy je založena na modifikované křivce útlumu dle vztahu 2.8.

Teoretický model

Dvourozměrnou harmonickou vlnu o původní amplitudě a fázi A_i (komplexní číslo) lze zapsat ve tvaru

$$\delta r = Re\left[A_i \exp(i\omega x) \exp(-i\omega v t) \exp(i\xi y)\right], \tag{2.13}$$

kde v je rychlost povrchu s nerovnostmi, t je čas, $\omega = 2\pi/\lambda_x, \xi = 2\pi/\lambda_y$ jsou vlnočty ve směru a kolmo na směr valení a λ_x, λ_y jsou vlnové délky v patřičných směrech.

Amplituda původní vlny je redukována na vstupu do kontaktu (PŘ složka) a je vyjádřena tvarem

$$\delta h_a = Re\left[h_a \exp(i\omega x) \exp(-i\omega v t) \exp(i\xi y)\right], \tag{2.14}$$

kde h_a je komplexní číslo reprezentující amplitudu a fázi modifikované vlny. Amplitudový poměr h_a/A_i je definován křivkou v komplexní rovině

$$\left(\frac{h_a}{A_i}\right) = \frac{1 - iCQ}{1 - iQ - iCQ}, \tag{2.15}$$

kde hodnota $C = hE'\kappa/4B$ reprezentuje vliv stlačitelnosti maziva, E' je ekvivalentní modul pružnosti, B modul pružnosti kapaliny (při kontaktním tlaku), h tloušťka maziva a Q je parametr amplitudového útlumu pro podmínky valení s částečným skluzem [53]. Obecně je definován vztahem

$$Q = \frac{\frac{48(v-u)\omega}{E'h^3\kappa}}{\frac{\omega^2}{\eta_x} + \frac{\xi^2}{\eta_y}}, \tag{2.16}$$

kde v je rychlost povrchu s nerovnostmi, η_x a η_y jsou efektivní viskozity ve směru a kolmo na směr valení a $\kappa = \sqrt{\omega^2 + \xi^2}$.

Použitím vztahů (2.25) lze tento vztah přepsat do tvaru pro Eyringovu kapalinu

$$Q = \mathrm{sign}(\textstyle\sum)\frac{24}{\kappa^2}\frac{\tau_e}{E'h^2}\frac{\cos(\Theta)}{\cos^2(\Theta) + V\sin^2(\Theta)}, \tag{2.17}$$

kde τ_e je Eyringovo napětí (viz. kapitola 2.2.2), $\sum$ je poměr kluz - valení, $\cos(\Theta) = \omega/\kappa$, $\sin(\Theta) = \xi/\kappa$ a $V = \eta_x/\eta_y$.

Druhou komponentu tzv. komplementární vlnu lze formálně zapsat ve tvaru

$$\delta h_c = Re\left\{h_c \exp\left[(-\beta + i\omega_d)x'\right] \exp(-i\omega v t) \exp(i\xi y)\right\}, \tag{2.18}$$

kde h_c je amplituda KV, β je koeficient míry útlumu při průchodu kontaktem (nezaměňovat s amplitudovým poměrem h_a/A_i), ω_d je aktuální vlnová délka, která se obecně mění v průběhu kontaktu, změna je však malá a proto ji lze považovat za konstantní rovnou $\omega_d \approx \omega_c = \omega v/u$ a souřadnice $x' = x - a$. Označením $\psi = \omega_d - i\beta$, lze výraz přepsat do podoby

$$\delta h_c = Re\left\{h_c \exp\left[i\psi x'\right] \exp(-i\omega v t) \exp(i\xi y)\right\}. \tag{2.19}$$

Dle Hooka [53] lze ψ získat numerickým řešením (iterační postup) rovnice

$$\psi = \omega_c + i\frac{E'h^3\Omega}{48u}\frac{\frac{\psi^2}{\eta_x} + \frac{\xi^2}{\eta_y}}{1 + \frac{E'h\Omega}{4B}}, \tag{2.20}$$

kde $\Omega = \omega^2 + \xi^2$, $\omega_c = \omega v/u$ je vlnočet indukované KV.

Jelikož způsob určení amplitudy KV dle Hooke [53] je složitý a zdlouhavý, byl v této práci použit aproximativní přístup dle Morales-Espejel [80], který obnáší následující kroky

$$h_c = h_t - h_a; \qquad \left(\frac{h_t}{A_0}\right) = \frac{1}{1 + 0,15\nabla_{nn} + 0,015\nabla_{nn}^2}; \tag{2.21}$$

$$\nabla_{nn} = 0,8\nabla\left(\frac{1+\sum}{2}\right)^{0,1+0,5K}; \qquad K = 1 - \tanh\left(0,25\frac{|Q|}{\nabla}\right), \tag{2.22}$$

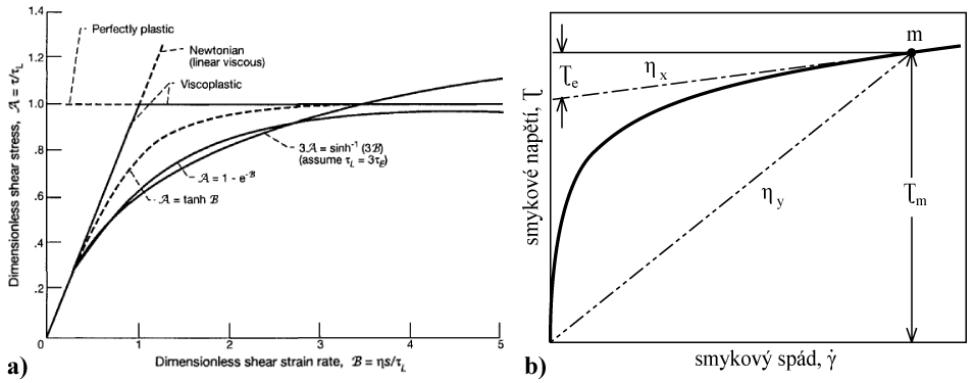
kde h_c je amplituda komplementární vlny, h_t je celková amplituda zahrnující amplitudu obou efektů (PŘ i KV), $\sum = 2(v-u)/u$ je poměr kluz - valení.

Vliv reologie

Za podmínek valení s částečným skluzem jsou rychlosti povrchů rozdílné. Tedy pokud zanedbáme vliv gradientu tlaku a předpokládáme souvislou vrstvu maziva, je střední smykový spád uvnitř kontaktu roven

$$\dot{\gamma}_m = \frac{\Delta u}{h}, \tag{2.23}$$

kde Δu je rozdíl rychlostí povrchů, h je tloušťka maziva. Tento smykový spád vyvolá jistou hodnotu středního smykového napětí τ_m v závislosti na reologii maziva. Newtonský model chování kapaliny předpokládá lineární závislost mezi smykovým napětím a smykovým spádem definovaný vztahem 2.23. Tuto závislost vystihuje toková křivka kapalin (viz obr. 2.7).



Obr. 2.7 a) Tokové křivky různých reologických modelů [101]; b) Toková křivka a efektivní viskozity uvnitř kontaktu [53].

Všeobecně však neexistuje mazivo, které by se dalo globálně označit za newtonskou kapalinu, můžeme mluvit pouze o podmínkách, za kterých lze mazivo pokládat za newtonské [53], [47]. Předpoklad newtonského chování pro model amplitudového útlumu je oprávněný za podmínek čistého valení [47]. Ovšem pokud je v EHD kontaktu relativní skluz povrchů, tak i při relativně malém rozdílu rychlostí Δu, by

hodnota středního smykového napětí dle newtonova modelu činila více jak 100 MPa. To ovšem není reálné, mazivo ani za těchto tlaků není schopné přenést toto napětí a proto se pohybujeme v oblasti nelineární (např. bod m v obr. 2.7b). Za těchto podmínek hovoříme o efektu smykového řídnutí („shear thinning“), tj. nárůst smykového napětí se snižuje s narůstajícím smykovým spádem.

Existuje několik modelů popisujících nelineární chování, při definování modelu amplitudového útlumu pro podmínky valení s částečným skluzem byl předpokládán Eyringův model [53], [54], někdy také označován jako „sinh model“, který definuje vztah mezi smykovým spádem a smykovým napětím rovnicí

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau_0}{\eta} \sinh\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right), \tag{2.24}$$

kde τ_0 je Eyringovo napětí, tj. přibližně hodnota, od které se začíná rozvíjet nelineární chování.

Existují i jiné modely, avšak dle Hooka [56] lze podstatné změny zaznamenat především při uvažování modelu s mezní hodnotou smykového napětí (tzv. „limiting shear stress“). Nelineární chování je možné obecně zohlednit definováním efektivní viskozity ve směru valení η_x a ve směru kolmém na valení η_y takto

$$\eta_x = \frac{\partial \tau}{\partial \dot{\gamma}} = \frac{\tau_e}{\dot{\gamma}_m}, \qquad \eta_y = \frac{\tau_m}{\dot{\gamma}_m}, \qquad V = \frac{\eta_x}{\eta_y} = \frac{\tau_e}{\tau_m}, \tag{2.25}$$

kde τ_e je ekvivalentní smykové napětí a v případě Eyringova modelu odpovídá napětí τ_0. První vztah vychází ze samotné definice viskozity, která je derivací smykového napětí podle smykového spádu. Proto je definována jako gradient tokové křivky za pracovních podmínek (bod m v obr. 2.7b). V druhém případě je viskozita definována jako poměr mezi středním smykovým napětím a středním smykovým spádem (v obr. 2.7b směrnice spojnice bodu m a počátku). Tyto efektivní viskozity vystupují v modelu útlumu a tedy lze konstatovat, že za podmínek valení s částečným skluzem vlastnosti maziva (Eyringovo napětí τ_0) významně ovlivňují chování povrchových nerovností [41], [47].

2.2.3 Experimentální studium

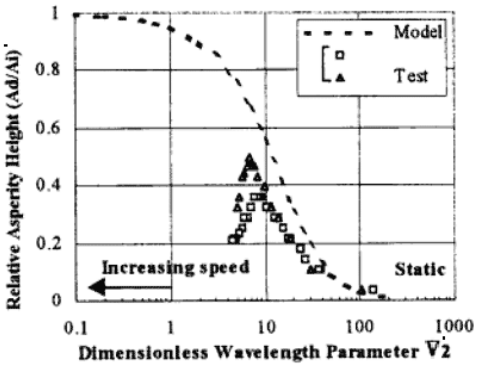
Přinášet experimentální ověření teoretických modelů je v některých případech komplikovanější než numerické simulování a teoretický vývoj modelu. Snad také proto i v této oblasti jsou experimentální měření zpožděná za teorií. Dle dostupných pramenů je článek Guagtenga z roku 1999 [57] první publikací, která porovnává experimentální měření deformace umělé nerovnosti s modelem amplitudového útlumu. Při měření byla využita interferenční metoda s mezivrstvou („spacer layer imaging method“ - SLIM), která byla zkalibrována pomocí spektroskopické metody („ultrathin film interferometry“ - UTFI). I přes korigování deformace mezivrstvy činí přesnost měření 5 % v rozsahu 4 až 100 nm a metoda není vhodná pro mazací filmy tenčí než 4 nm, kdy vykazuje nižší přesnost a opakovatelnost. Na studovaný povrch (kuličku) byl nanesen jeden výstupek z chromu o výšce 140 nm (po vyhlazení) a šířce 55 μm. Použito bylo mazivo SHF41, aplikováno zatížení odpovídající Hertzově maximálnímu tlaku 0,45 GPa a rychlosti povrchů se pohybovaly v rozsahu 0,01

až 0,1 m/s. Studována byla deformace nerovnosti orientované příčně a pod úhlem 60° vzhledem ke směru valení za podmínek čistého valení v závislosti na parametru ∇_2' a porovnáno s křivkou defované vztahy

$$\nabla_2' = \frac{\lambda}{b}\frac{M^{1/2}}{L^{1/6}}, \tag{2.26}$$

$$\left(\frac{A_d}{A_i}\right)'_{2D} = \frac{1}{1+0,05\nabla_2'+0,0037\nabla_2'^2}. \tag{2.27}$$

Výsledky porovnání na obr. 2.8 vykazují shodný trend v nárůstu výšky nerovnosti uvnitř kontaktu při vzrůstající rychlosti, ale experimentální výsledky jsou celkově posunuty doleva, tj. se deformují poněkud více, než predikuje teorie. U statických kontaktů dochází k téměř úplnému útlumu povrchových nerovností. Při dalším zvyšování rychlosti valení, dosahuje poměrná výška nerovnosti svého maxima a dále se vzrůstající rychlostí se deformace opět snižuje. Tento efekt byl teoreticky sledován Vennerem [46], ale pro případy prokluzu třecích povrchů.

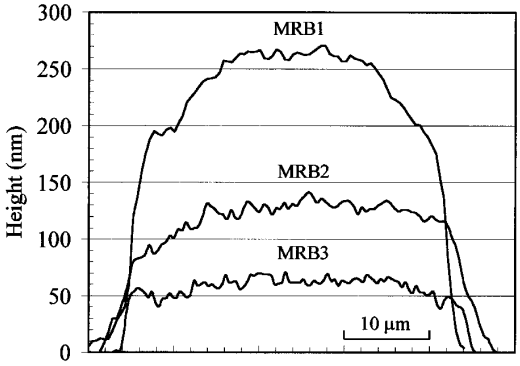


Obr. 2.8 Poměrná deformace povrchové nerovnosti v závislosti na bezrozměrné vlnové délce.

Další experimentální studie [58], [59], které uvažují umělé nerovnosti různých tvarů a reálné nerovnosti, studují jevy μEHD mazání za podmínek, kdy velikost nerovností je srovnatelná se střední tloušťkou maziva. Primárně byla sledována změna tloušťky maziva pro isotropní, příčně a podélně orientované 2D nerovnosti. Ačkoliv práce neobsahují kvantitativní porovnání s modelem amplitudového útlumu, kvalitativně bylo potvrzeno, že deformace umělých nerovností je nepřímo úměrná rychlosti mazaných povrchů. Zatímco pro reálné nerovnosti byl sledován trend opačný, tedy zvyšující se deformace se zvyšující se rychlostí. Dále bylo pozorováno formování vtlačeného filmu na vstupní hraně příčně orientovaných výstupků, což koresponduje s výsledky Kanety [11] pro tlustší filmy.

Publikace Choo [63], [64] navazuje na předchozí zmíněné práce, dále rozvíjí studium vlivu nerovností na tloušťku mazací vrstvy v kontaktu. Ale také se zabývá popisem velikosti deformace v závislosti na provozních podmínkách. Kulička byla opatřena dvourozměrnými povrchovými výstupky, tvarem blížící se polokouli (obr. 2.9). Výšky výstupků činily 65, 129, 260 nm a průměr základny byl 40 μm.

Obr. 2.10a prezentuje výsledky poměrné deformace výšky nerovností v závislosti na nově navrženém parametru ϕ definovaném jako



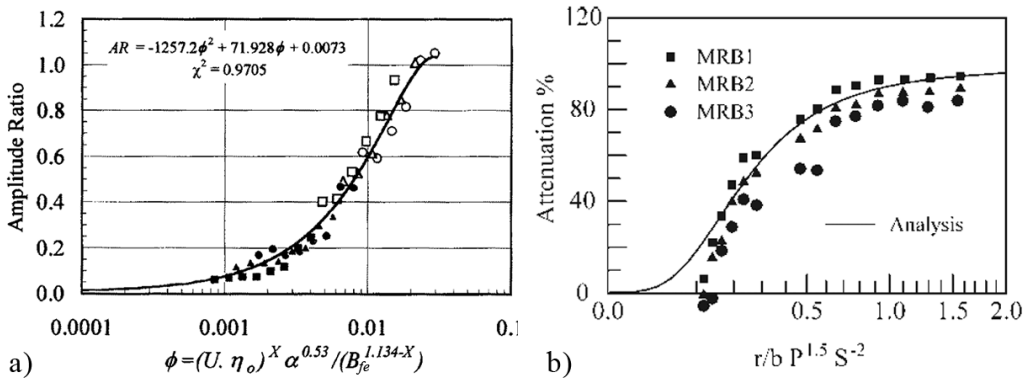
Obr. 2.9 Profily povrchových výstupků, [63].

$$\phi = \frac{(u\eta_0)^X \alpha^{0,53}}{B_{fe}^{1,134-X}}, \tag{2.28}$$

kde u střední rychlost průtoku maziva kontaktem, η_0 viskozita za atmosférického tlaku a okolní teploty, α tlakově-viskózní koeficient maziva, B_{fe} nedeformovaná výška nerovnosti a X exponent parametru rychlosti. V závislosti na tomto parametru lze všemi výsledky proložit polynom druhého řádu ve tvaru

$$AR = 0,0073 + 71,928\phi - 1257,2\phi^2, \tag{2.29}$$

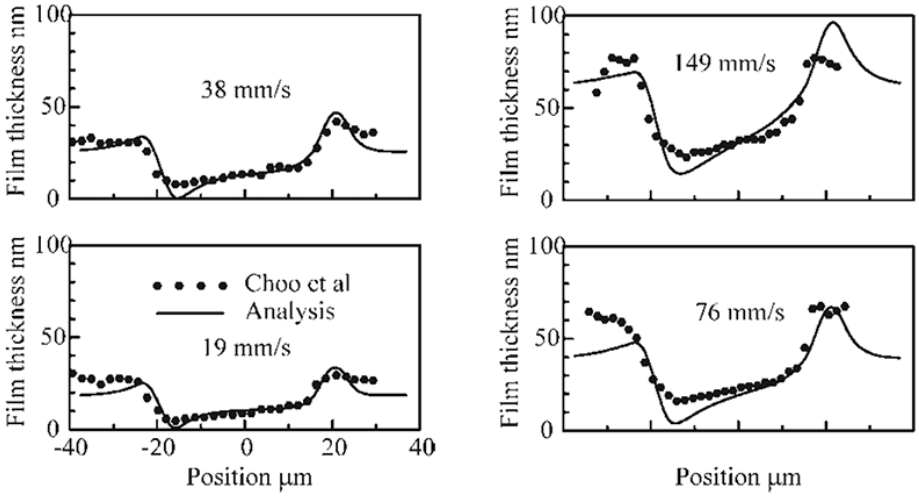
kde AR je relativní výška deformované nerovnosti.



Obr. 2.10 a) Relativní výška deformované nerovnosti v závislosti na parametru vlnové délky, [63]; b) Výsledky vynesené v závislosti na parametru ∇ vykresleny Hookem [39].

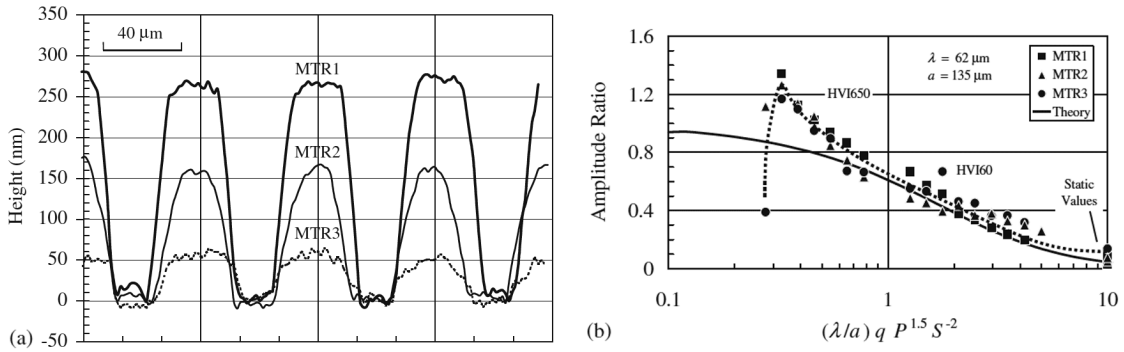
Studované povrchové nerovnosti lze považovat za další povrchy s nerovnostmi a není potřeba o nich uvažovat jako o speciálním případu. Proto se zdá být zbytečné definovat nový parametr ϕ a to také proto, že oproti parametrům ∇ postrádá fyzikální interpretaci. Choovi výsledky později dále využil Hooke [39] a porovnal je s model amplitudového útlumu v závislosti na parametru ∇, kde místo vlnové délky figuruje radius výstupku. Výsledky jsou vyneseny ve tvaru poměrné deformace (obr. 2.10b) a vyplývá z nich dobrá shoda mezi teoretickou predikcí (plná čára) a experimentálním měřením (body) ve většině míst celého rozsahu. Rozdíly jsou patrné při nejvyšších rychlostech, kde deformace je nižší než predikuje teoretický průběh.

Na obr. 2.11 jsou porovnány změřené profily s numerickými predikcemi pro čtyři rychlosti povrchu s výstupkem o původní výšce 129 nm. Plné čáry jsou numerické predikce založené na aplikaci modelu amplitudového útlumu, body odpovídají měřením. Shoda je vysoká pro všechny pracovní podmínky, avšak v predikci se projevuje trend, již dříve publikovaný pro příčně orientované nerovnosti, kde minimální hodnota přiblížení povrchů je podhodnocená.



Obr. 2.11 Porovnání predikce (plná čára) s měřením (body), [39].

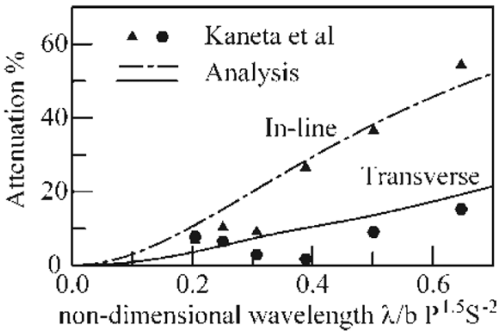
Článek [70] navazuje na předchozí práci [63], kde deformace nerovností uvnitř kontaktu s nárůstem rychlosti relaxovala na původní hodnotu. Cílem bylo rozšířit předchozí studium o měření při tlustších filmech a pozorovat další vývoj deformace v kontaktu. K měření byla uplatněna metoda měření tloušťky maziva SLIM, která dle autorů umožňuje měřit tloušťky maziva do 1 nm s přesností ± 1 nm a měřicí rozsah byl rozšířen na 1-720 nm. Zkoumáno bylo chování soustavy několika příčných výstupků o výškách 60, 165, 270 nm (obr 2.12a) v EHD kontaktu, přičemž profil nedeformované geometrie se blížil harmonické funkci. Experimenty byly provedeny pro rychlosti třecích povrchů v rozsahu 19-210 mm/s, při zatížení odpovídající Hertzově kontaktnímu tlaku 0,527 GPa a podmínky čistého valení.



Obr. 2.12 (a) Profil povrchových nerovností ve směru valení; (b) Amplitudový útlum povrchových nerovností v závislosti na parametru ∇ dle 2.8.

Na výsledcích rozložení tloušťky maziva v kontaktu je znatelný efekt zachycení maziva, nebo jinak vtlačeného filmu („lubricant entrapment“, „squeeze film“) před výstupkem, který se projevuje lokálním navýšením tloušťky ovšem v daleko menší míře než v několika předchozích pracích, např. [13], [60], [61], [62], [65], [66] a další. Deformovaná výška výstupku je určována jako rozdíl výšky mezi vrcholem a sedlem. Výsledky relativní výšky povrchových nerovností vynesené v závislosti na parametru ∇ (dle vztahu 2.8) v pravé části útlumové křivky (obr. 2.12b) jsou blízko teoretickému průběhu, ale relativní výška povrchových výstupků při nejnižších rychlostech a viskozitách dosáhla nejnižší hodnoty 20 %. V levé části křivky se výsledky více liší od teoretických předpokladů, amplitudový poměr vzrostl na hodnotu 130 % a poté náhle poklesl na 40 %.

Souhrnně dle výsledků se zdá, že amplitudový útlum je nezávislý na velikosti nedeformované výšky nerovností. Při nárůstu rychlosti valení a tloušťky mazací vrstvy se všechny výstupky obnovují na původní velikost. Bylo zjištěno, že k plné obnově dochází při přibližně shodné hodnotě parametru ∇. Výsledky jsou však v rozporu s teoretickým průběhem, pro vyšší rychlosti, kde neočekávaně amplitudový útlum roste nad 100 % na hodnotu 130 % a poté náhle klesá na 40 %.

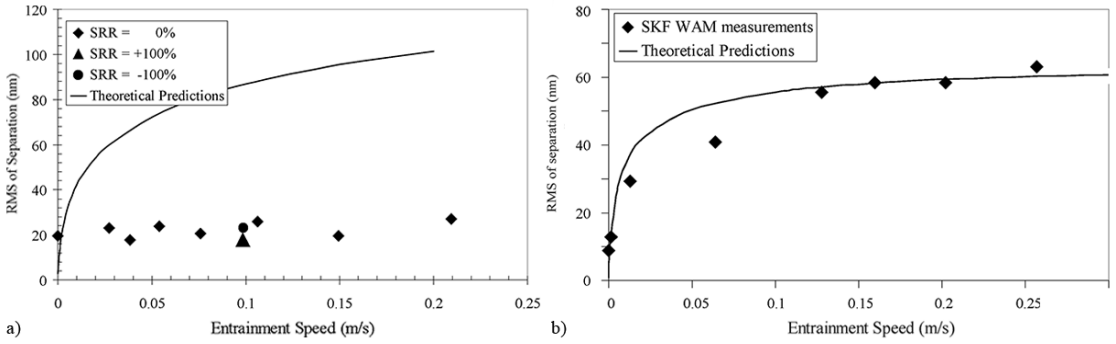


Obr. 2.13 Relativní výška příčně a podélně orientovaných povrchových nerovností v porovnání s teoretickým řešením Hooka [39](analýzou pertubací).

Výsledky Kanety [14], později porovnané s teorií Hookem [39] se jako jedny z mála týkají také podélně orientovaných nerovností (tj. kolmo na směr valení). Při experimentech byl využit povrch tvořený nerovnostmi s profilem v jednom směru neměnným, v druhém směru harmonickým, oproti ideální sinusoidě se povrch lišil ostřejšími přechody v místě minim a maxim. Na obr. 2.13 jsou vyneseny výsledky jako procentuální poměr změny výšky k původní výšce nerovnosti $(h_i - h_d)/h_i$ v závislosti na bezrozměrném parametru ∇ dle vztahu 2.8. Díky použitému profilu povrchu není potřeba aplikovat Fourierovu analýzu a lze použít přímo výšku nerovností.

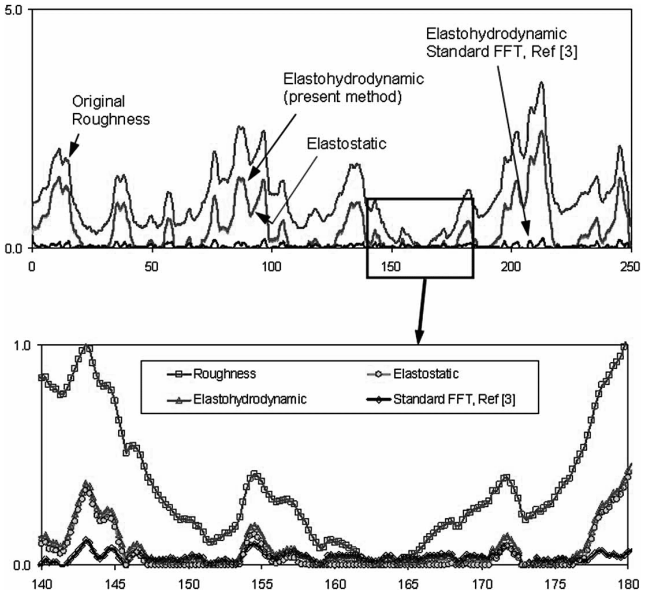
I přes rozptyl výsledků (obr. 2.13), lze z nich vyčíst shodu s teoretickými predikcemi. Výsledky jednoznačně potvrdily vyšší deformaci pro nerovnosti ve směru valení oproti nerovnostem orientovaným příčně.

Další prací, která se zabývá podélně orientovanými nerovnostmi je publikace Choo a kol. [69]. Obdobně jako v [63], [70] byl zkoumán vliv geometrie nerovností na tloušťku mazací vrstvy, ale navíc byla porovnána skutečná hodnota střední kvadratické odchylky povrchových výstupků uvnitř kontaktu s hodnou predikovanou pomocí modelu amplitudového útlumu dle [32] (parametr ∇_2 dle vztahu 2.6, křivka



Obr. 2.14 Výsledky měření podélně orientovaných modelových nerovností. a) Srovnání skutečné a predikované hodnoty R_q; b) Srovnání modelu s měřením při použití více viskózního oleje; [69].

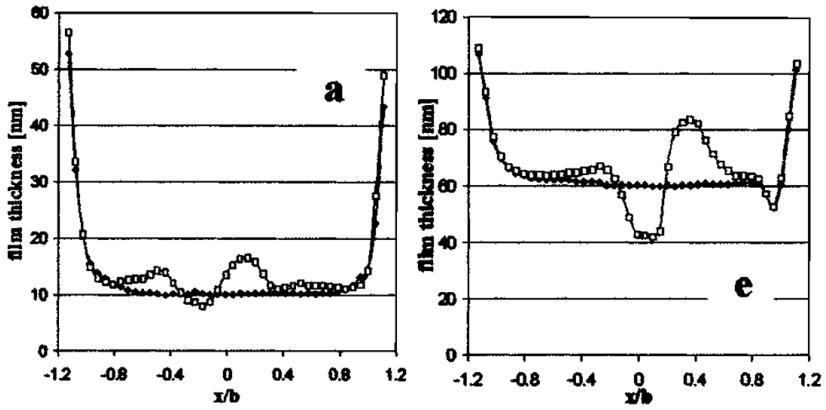
dle vztahu 2.8). Z porovnaní (obr. 2.14a) je zřejmý velký nesoulad mezi teorií a experimentem, změřená hodnota R_q se ze změnou rychlosti téměř nemění. Rozdíl je dle autorů zapřičiněn experimenty s příliš velkými nerovnostmi za podmínek velmi tenkých mazacích filmů, proto je hodnota parametru mazání Λ nízká (okolo 0,05-0,5). Tedy lze namítnout, že za těchto okolnostní se v určitých místech kontaktu nevytvoří dostatečný tlak odpovídající EHD podmínkám a tedy tento model nemůže být aplikován. Zároveň autoři zmiňují neshodu modelu s reálným pozorováním, kdy pro nulovou rychlost (statický kontakt) nedochází k úplné redukci povrchových nerovností, tak jak to křivka asymptoticky předurčuje pro rychlosti blížící se nule.



Obr. 2.15 Porovnání původního nedeformovaného, deformovaného v EHD kontaktu (rychlost 10 mm/s), deformovaného povrchu statickým kontaktem s výsledky modelu amplitudového útlumu [71].

Podobné experimenty byly autory provedeny na pracovišti SKF Engineering a Research Center v Nizozemí s více viskózním olejem. Za těchto podmínek byla tloušťka filmu dostatečná pro vznik dostatečného hydrodynamického efektu, poté

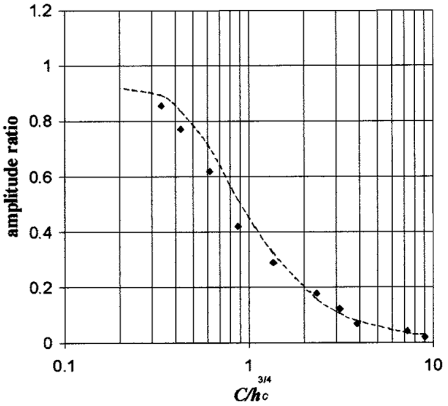
byl potvrzen soulad s teoretickým modelem (viz obr. 2.14b), ovšem i zde hodnota za statických podmínek se zdaleka neblížila nule.



Obr. 2.16 Rozložení tloušťky maziva při průchodu nerovnosti kontaktem pro dvě různé kombinace maziva a teploty, [61].

Také publikace Olvera a kol. [71] se věnuje nesouladu modelu při uvažování limitního případů nízké rychlosti či viskozity. Při snižování těchto parametrů model predikuje úplné vyhlazení povrchu, k čemuž u reálných strojních povrchů dochází zřídka. Většina reálných povrchů se ve statickém kontaktu plně nedeformuje viz obr. 2.15.

Dle autorů jednoduchá modifikace v podobě lineální transformace původního modelu, která bere v potaz případ elasto-statický, poskytuje reálnou predikci deformací a rozložení tlaku 2.15. Může být snadno provedena pro libovolný parametr mazání Λ (tj. poměr střední tloušťky maziva a velikosti drsnosti povrchů h_m/Rq).



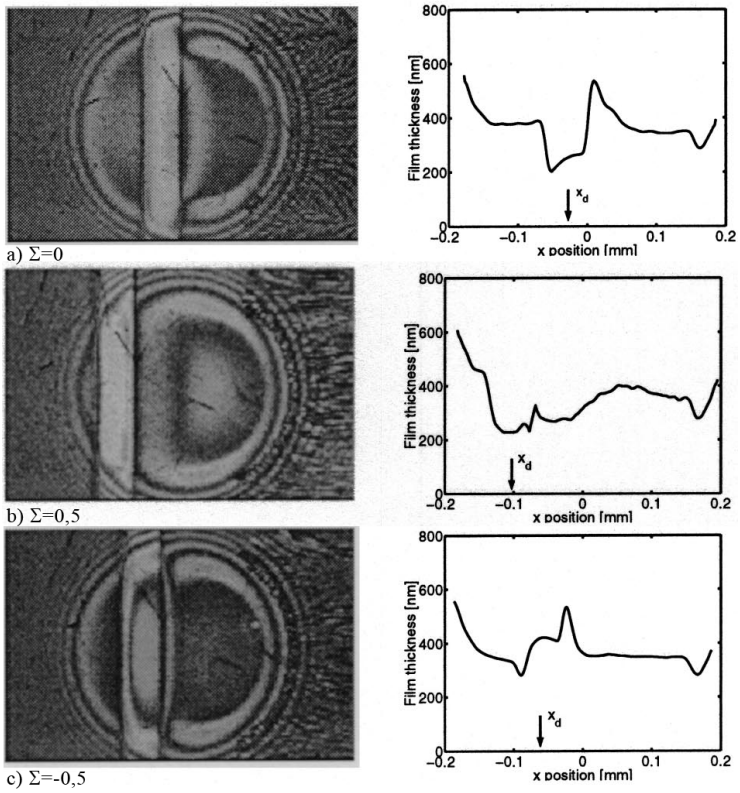
Obr. 2.17 Relativní výška povrchové nerovnosti v závislosti na bezrozměrné vlnové délce [61].

Glovnea a kol. [61] pozoroval chování uměle vytvořené nerovnosti v podobě příčně orientovaného výstupku s profilem blízkým sinusoidě při průchodu EHD mazaným kontaktem. Výška nerovnosti byla 100 nm a šířka přibližně 40 μm. Ke studiu byla použita měřicí metoda UTFI, rozšířená o možnost měření jednoho řezu s přesností do 1 nm. Vyhodnocení tloušťky probíhá na základě sledování spektrálního maxima

každého bodu interferogramu při osvětlení bílým světlem. Toto maximum vypovídá vlnové délce s maximální konstruktivní interferencí a souvisí s tloušťkou maziva.

Experimenty byly provedeny za podmínek čistého valení, rychlost 0,025 m/s, zatížení odpovídající maximálnímu Hertzově kontaktnímu tlaku 0,5 GPa a průměru kontaktu 0,260 μm. Měřeny byly tři různě viskózní syntetické oleje PAO (polyalfaolefin).

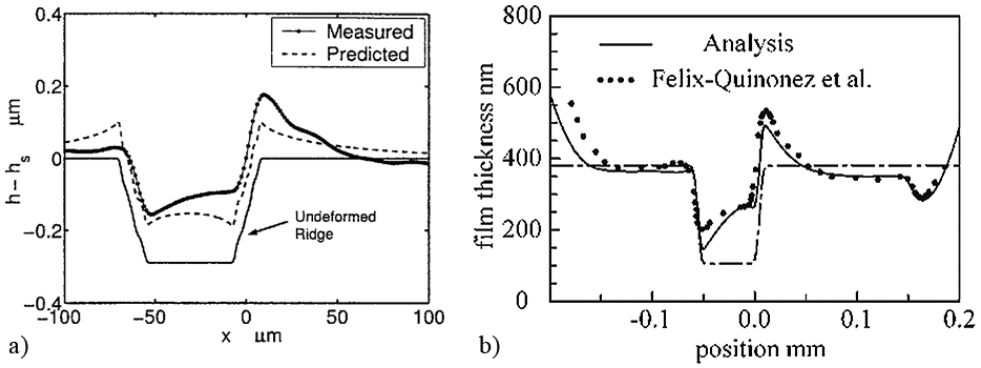
Obr. 2.16 zachycuje profil rozložení tloušťky maziva uvnitř kontaktu při průchodu nerovnosti přibližně uprostřed kontaktu pro dvě různé kombinace teploty a maziva, což odpovídá různým středním tloušťkám maziva. Na výstupní a především na vstupní hraně nerovností dochází k lokálnímu zvýšení tloušťky maziva. Tento efekt byl již dříve pozorován a je označován jako efekt vtlačeného filmu nebo také zachycení maziva („squizee film“, „lubricant entrapment“). Za účelem vynechání efektu na obou hranách výstupku, byla deformovaná výška z_r definována jako vzdálenost mezi tloušťkou maziva hladkého kontaktu a minimální tloušťkou maziva v kontaktu s nerovností.



Obr. 2.18 Interferogramy a profily mapující tloušťku maziva při průchodu modelové nerovnosti kontaktem a) $\sum = 0$ (čisté valení), b) $\sum = -0,5$ (kulička rychlejší než disk), c) $\sum = 0,5$ (disk rychlejší než kulička), [62].

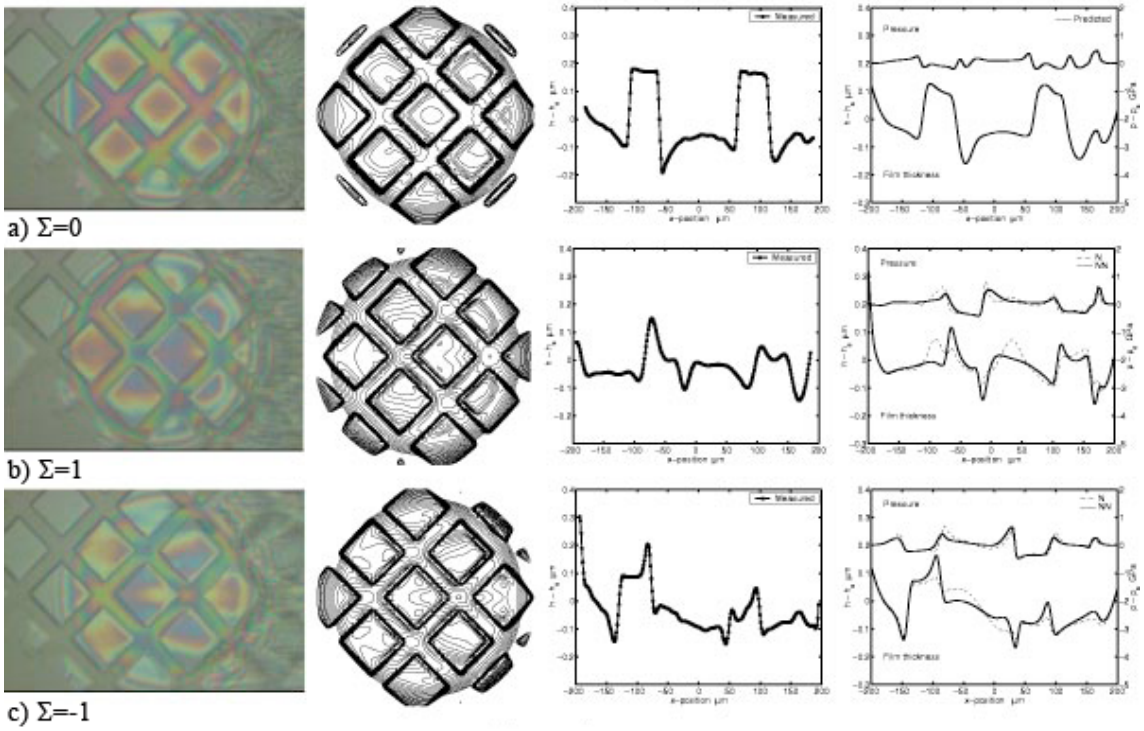
Na obr. 2.17 je vynesena relativní deformovaná výška povrchového výstupku v závislosti na bezrozměrné vlnové délce ∇ [34], ta může být upravena do podoby $C/h^{3/4}$, kde h je tloušťka mazacího filmu, $C = 1,566(E'R^2/F)^{1/2}R^{3/4}(\alpha E')^{-1/11}(p_h/E')^{3/2}$ je konstanta závislá na ekvivalentním modulu pružnosti povrchů, poloměru křivosti, zatížení a tlakově-viskózním koeficientu maziva. Shoda s teoretickým průběh je vzhledem ke zjednodušením na dobré úrovni. Oproti předchozím studiím byl pozorován

případ, kdy deformovaná výška činila 90 % původní hodnoty a nerovnost se za těchto podmínek téměř nedeformovala.



Obr. 2.19 a) Porovnání měření s predikcí získanou pomocí modelu amplitudového útlumu pro liniový kontakt dle vztahů 2.5, 2.4; [66]; b) Porovnání predikce (plná čára) dle Hooka [39] s měřením [62] (body) za podmínek čistého valení. Čerchovaně zaznačen původní profil.

Detailní výsledky experimentů s modelovými nerovnostmi prezentoval Felix-Quinonez [62], [65]. Studován byl případ jednoho příčně orientovaného výstupku o výšce 300 nm a zužující se šířce z 80 μm na 60 μm. K měření byla využita interferometrická metoda využívající osvětlení bílým světlem a vyhodnocení tloušťky bylo založeno na posuzování barvy interferogramů na základě kalibrace získané pro statický kontakt.

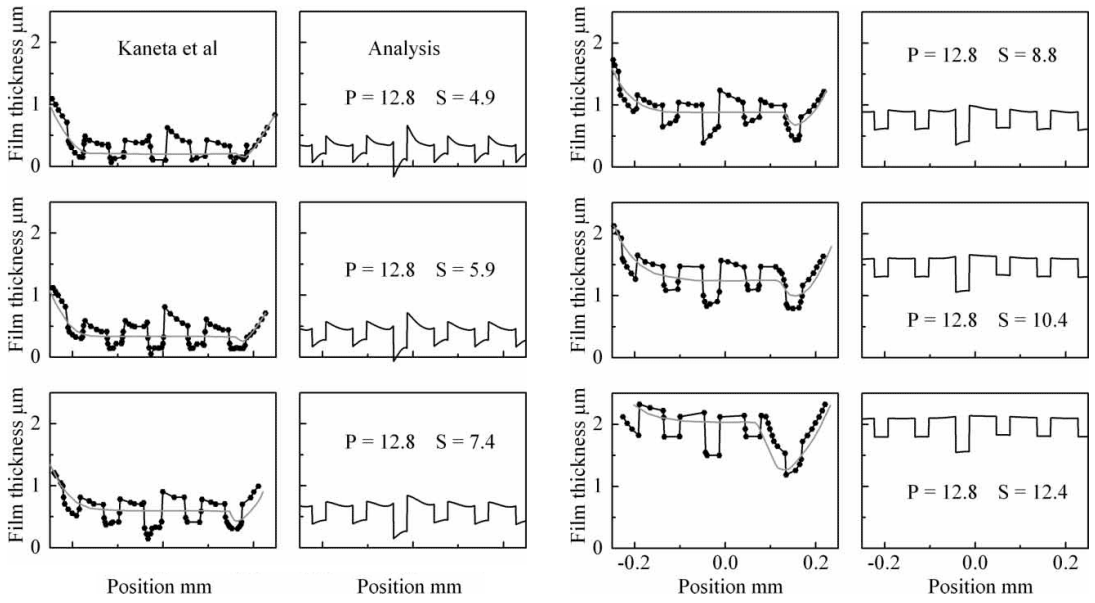


Obr. 2.20 Porovnání měření dvourozměrných povrchových výstupků s plně numerickým řešením uvažující newtonský (N) a nenewtonský model maziva (NN) [67]; a) $\sum = 0$, b) $\sum = 1$, c) $\sum = -1$.

Povrchová nerovnost byla snímána při průchodu kontaktem frekvencí 500 Hz a výsledky měření (obr. 2.18) porovnány s plně numerickým řešením [65]. Porovnání poukázalo na nezbytnost zohlednit nenewtonský tok maziva za podmínek valení s částečným skluzem.

Porovnání s modelem amplitudového útlumu nebylo explicitně součástí těchto publikací, ovšem pro podmínky čistého valení bylo posléze realizováno Hookem [39], viz obr. 2.19b. Shoda predikce s měřením je na dobré úrovni, pro predikci byl využit model uvažující fázovou změnu harmonických složek [38]. U modelových nerovností je nesymetrický profil způsoben efektem vtlačeného filmu, kdy na vstupu do kontaktu modelová nerovnost utváří příhodné podmínky pro zachycení maziva.

Chování nerovnosti o podobné geometrii byla studována v práci Felix-Quinonez a kol. [66] za podmínek čistého valení. Ačkoliv se jednalo o experimenty v bodovém kontaktu, pro predikci byla použita křivka útlumu pro jednorozměrné úlohy dle vztahu 2.5 a parametru 2.4. V porovnání měření s modelem (obr. 2.19a) je znatelný rozdíl především v tvaru, přičemž absolutní hodnota deformace odpovídá. Autoři přisuzují odchylky vlivu efektu vtlačeného filmu a dále diskutují parametry, které ho ovlivňují spolu s přesností experimentálních a teoretických metod. V závěru je konstatováno. I přes to, že použitý model amplitudového útlumu korektně nepostihuje deformaci na vstupní hraně výstupku, pro inženýrské aplikace je míra shody dostatečná pro rychlé hodnocení povrchů uvnitř kontaktu.



Obr. 2.21 Porovnání měření Kanety [60] s predikcí dle Hooka [39] získanou pomocí modelu amplitudového útlumu s uvažováním fázové změny.

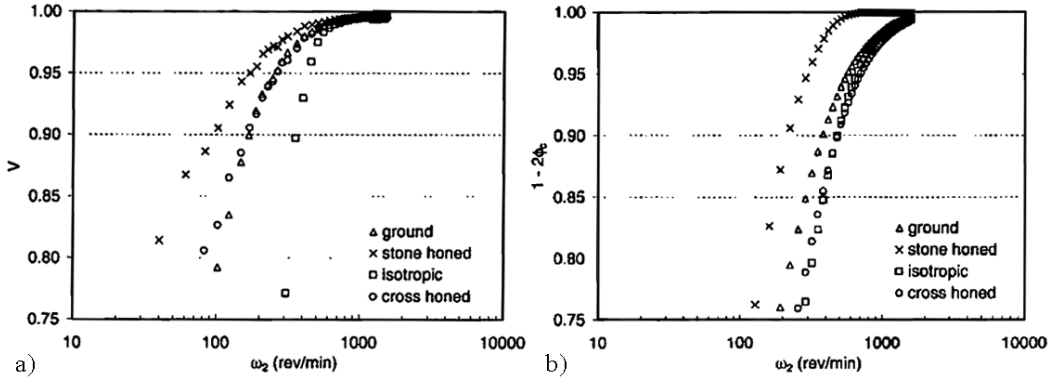
Na předchozí studie navazuje publikace [67], která uvažuje symetrickou strukturu dvourozměrných čtvercových výstupků pootáčených o úhel 22,5° vůči směru valení. Vybrané interferogramy, profily řezů a porovnání s plným nmerickým řešením je zachyceno na obr. 2.20. Ani v tomto případě nebylo provedeno porovnání s modelem amplitudového útlumu, diskutován je především vliv bočního výtoku, efekt vtlačeného filmu, rozdíly oproti jednorozměrným nerovnostem a srovnání s ostatními

publikacemi.

Model amplitudového útlumu je založen na předpokladu, že povrchové nerovnosti jsou malé v porovnání s tloušťkou mazací vrstvy. Pokud je tato podmínka splněna, systém může být považován za lineární a model s dostatečnou přesností aplikován. Zároveň však pro praktické použití je vhodné, aby rozsah použitelnosti byl co nejširší. Otázkou tedy zůstává, v jakém rozsahu je model amplitudového útlumu použitelný. Kaneta [60] se zabýval chování uměle vytvořené nerovnosti o výšce 0,58 μm při průchodu EHD kontaktem. Získaná data byla porovnána Hookem [39] s predikcí (obr. 2.21). Hlavním cílem bylo vyšetřit limity, ve kterých model poskytuje uspokojivě přesné výsledky. Porovnání pokrývá oblast podmínek, za kterých je střední tloušťka maziva v rozsahu od 200 nm po 2500 nm. Celkově je shoda velmi dobrá, ačkoliv při střední tloušťce 200 nm a 400 nm jsou pozorovatelné malé oblasti ve kterých model podhodnocuje tloušťku oproti reálnému měření. Avšak jedná se o situaci, kdy poměr tloušťky a velikosti nerovnosti je okolo 0,35. I přesto je přesnost dostatečná v překvapivě velkém rozsahu, větší než bylo původně uváděno [26] (poměr tloušťka versus původní velikost nerovností menší než 0,5).

2.2.4 Aplikace modelu amplitudového útlumu

Masen [72] využil model amplitudového útlumu (MAÚ) k modelování deformace s cílem simulovat nástup smíšeného mazní. Se snižující se rychlostí tloušťka mazací vrstvy v EHD kontaktu se snižuje, pod určitou hranicí začne docházet k přímému kontaktu povrchových nerovností a režim mazání se mění na smíšený. Přechod mezi těmito dvěma módy je závislý na geometrii mikronerovností, které se ovšem deformují. Zároveň míra deformace se mění s tloušťkou mazací vrstvy a také dle MAÚ závisí na zastoupení jednotlivých harmonických složek. Lze definovat „lift-off" rychlost, nad kterou je za konkrétních podmínek a geometrie dosaženo plného EHD filmu. Na základě této rychlosti lze hodnotit různé geometrie povrchů podle toho jak dobře umožňují utváření plného EHD filmu. Zároveň je autory prezentováno využití predikce deformace nerovností pro určení míry pravděpodobnosti kontaktu nerovností, které po vynesení v závislosti na rychlosti povrchů určuje tzv. „lift-off" křivku viz obr. 2.22.



Obr. 2.22 Teoretické „lift-off" křivky pro různé typy povrchů (broušený, honovaný, isotropní, honovaný do kříže) [72].

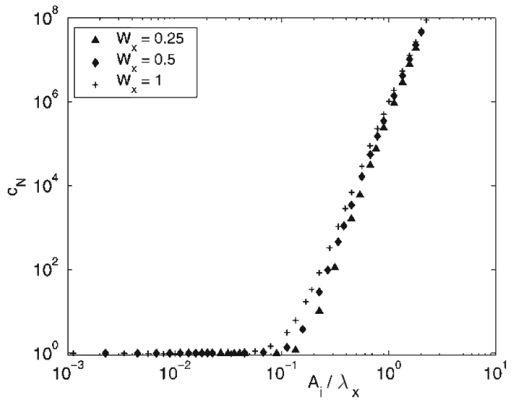
Morales-Espejel a kol. [73] použily MAÚ pro výpočet dvourozměrného pole fluktuací rozložení tlaku ve valivém EHD kontaktu na základě topografie reálných povrchů. Data tlaku byla použita pro výpočet podpovrchových napětí zrychlenou metodou využívající Fourierův rozklad. Analýzu tlaku i napětí lze rozdělit na komponentu náležící průběhu v hladkém kontaktu, pro kterou řešení existuje v analytické formě, a část vyvolanou povrchovými nerovnostmi. Získaná data lze využít pro rychlý a v technické praxi použitelný způsob hodnocení vlivu konkrétní mikrogeometrie na rozložení podpovrchových napětí, tj. pozice a velikost maximálního von Missesova napětí. V příloze článku je obsaženo několik příkladů geometrií povrchů, na které byla aplikována analýza. Různé povrchy pro stejné provozní podmínky produkují různě velké špičky podpovrchového napětí.

Chapkov a kol. [76] prezentovali rychlý způsob hodnocení vlivu povrchové geometrie na kontaktní únavu. MAÚ poskytuje možnost určit velikost tlakových vln vyvolaných jednotlivými harmonickými komponentami reálné nerovnosti. Platí, že závislost mezi tlakem a deformací je přímo úměrná, tedy malá deformace je vyvolaná malým tlakem a naopak. Přeneseno na amplitudovou křivku znamená, že komponenty s dlouhou vlnovou délkou se významně deformují a proto generují velké tlakové vlny, naopak nerovnosti o krátké vlnové délce jsou spoje s malou deformací a tedy i

malými fluktuacemi tlaku. Zároveň vliv má i střední tloušťka maziva, proto Chapkov a kol. [76] zahrnuli do parametru ∇_2 střední tloušťku maziva, kterou aproximovali Moesovou odhadní formulí. Poté bylo možné popsat amplitudu tlakové vlny jedinou křivkou. Dle teorie Lundberg-Palmgren [92] kumulace poškození je pravděpodobnost přežití součásti S, namáhané podpovrchovým napětím, závislá na počtu zátěžných cyklů N a velikosti maximálního smykového napětí τ_0 dle vztahu

$$\ln \frac{1}{S} \approx \frac{N^e \tau_0^f V}{z_0^g}, \tag{2.30}$$

kde e je parametr Weibullova rozdělení, f a g jsou parametry určovány numericky a V je velikost objemu o daném napětí. Obecně jsou všechny modely životnosti závislé na objemu V a velikosti napětí τ_0. Autoři namísto výpočtu životnosti použili jiný přístup. Definovaly riziko poškození c_N („damage risk“) jako poměr pravděpodobnosti poškození při uvažování nerovností a v případě hladkého kontaktu. Také pro tuto hodnotu bylo možné získat unikátní křivku (obr. 2.23) v závislosti na parametru A_i/λ_x.



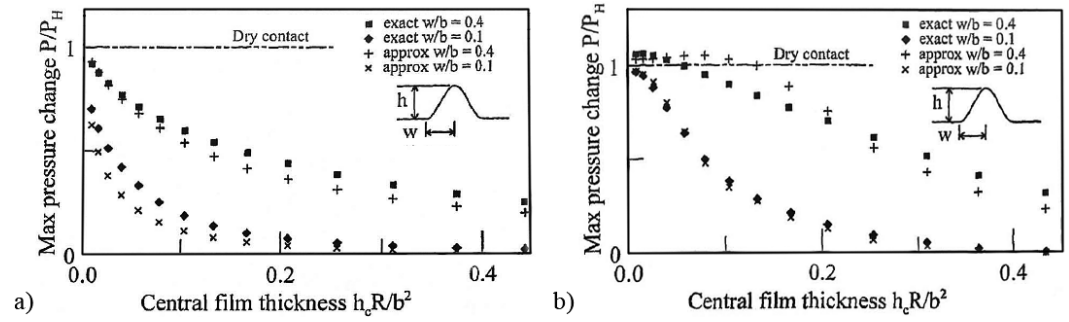
Obr. 2.23 Křivka rizika poškození c_N pro kruhový kontakt [76].

Gabelli a kol. [77] zavedli faktor koncentrace napětí, který zahrnuje koeficient kvality mazání valivých ložisek využívající MAÚ k hodnocení μEHD efektů.

Moraru a kol. [74], [78] publikovali modifikovaný Patir-Chengův statistický přístup řešení EHD kontaktu s nerovnostmi. Použili MAÚ pro zahrnutí deformací mikronerovností vlivem tlaku, využili model kontaktních procesů, který zohledňuje anisotropii drsnosti povrchu a začlenily elasto-plastické chování materiálu. Popsaný model smíšeného mazání poskytuje rychlé řešení ve srovnání s deterministickými modely plného řešení a tedy je vhodný pro praktickou inženýrskou aplikaci.

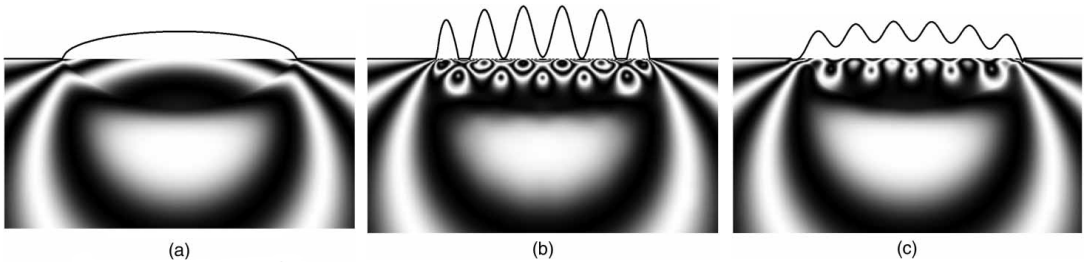
Hooke [55] studoval tlakové fluktuace vyvolané povrchovými nerovnostmi. Srovnal výsledky získané s využitím modelu amplitudového útlumu s plným řešením a analýzou za předpokladu suchého kontaktu viz Johnson [102]. Analyzovány byly modelové povrchové výstupky a povrchové rýhy dvou různých šířek za podmínek čistého valení a valení s částečným skluzem. Na obr. 2.24 je porovnán maximální přírůstek tlaku v místě povrchového výstupku získaného pomocí analytické predikce a plným řešením pro různé hodnoty centrální tloušťky. Celkově se predikce shoduje. Při nízkých tloušťkách analýza za předpokladu suchého kontaktu tvoří limitní mez

tlakových změn zapřičiněných nerovnostmi. S nárůstem tloušťky se vliv nerovností snižuje a mazací film tak redukuje riziko vzniku únavového poškození. Navrženým postupem je možné získat limitní provozní podmínky (tloušťku maziva), při které nerovnosti ztrácejí vliv na rozložení tlaku a tedy i na podpovrchová napětí. Tento typ analýzy lze v praxi využít pro obecné hodnocení libovolné povrchové textury za různých podmínek EHD kontaktu.



Obr. 2.24 Porovnání maximálního přírůstku tlaku v místě povrchového výstupku získaného pomocí predikce dle MAÚ a plným řešením pro různé hodnoty centrální tloušťky. Podmínky $P = 20, S = 4$ až 17, šířka nerovností $w/b = 0,1$ a $0,4$ a) čisté valení; b) poměr kluz - valení $\sum = 1$; [55].

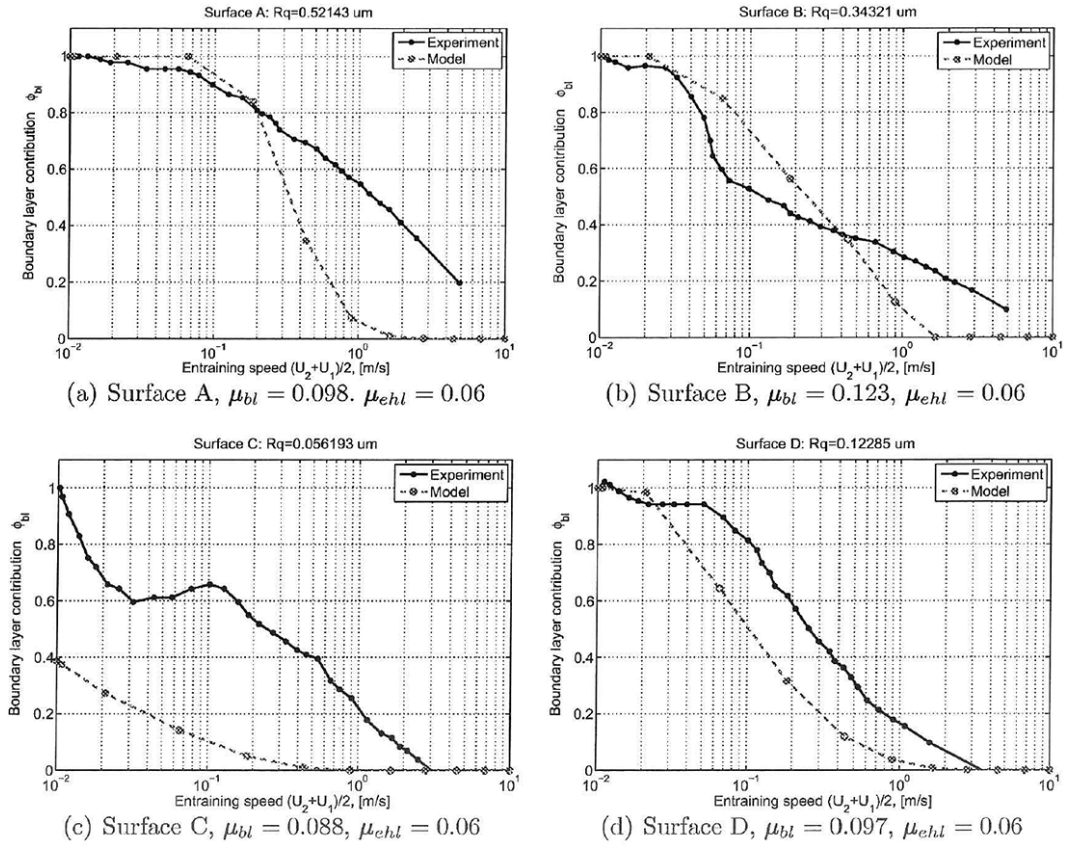
Dále Hooke [79] navázal na předchozí analýzu tlaku a rozšířil přístup o analýzu podpovrchových napětí. Pro výpočet rozložení podpovrchových napětí prezentoval zrychlený způsob výpočtu využívající FFT rozklad. Ve hladkém Hertzově kontaktu (obr. 2.25a) je maximum smykového napětí rovno $0,6$ násobku maxima Hertzova tlaku P_h v hloubce $0,8b$ (pro Poissonův poměr $\mu = 0,3$). V případě totožného kontaktu s harmonickou povrchovou nerovností o vlnové délce $\lambda/b = 0,33$ za podmínek suchého kontaktu je maximální smykové napětí $0,93P_h$ v hloubce $0,04b$ (obr. 2.25b). Pokud uvážíme podmínky mazaného kontaktu, kdy mazivo plně separuje povrchy, jsou indukovaná napětí redukována jen částečně, viz obr. 2.25c. Maximální smykové napětí nabývá hodnoty $0,63P_h$ v hloubce $0,04b$. Teprve nad určitou mez střední tloušťky maziva je maximum lokalizováno v Hertzově oblasti maximálního napětí a nerovnosti již nedominují. Tuto hranici lze poté označit za mezní podmínky při, kterých již nerovnosti nemají vliv na poškození vlivem kontaktní únavy.



Obr. 2.25 Porovnání rozložení tlaku a podpovrchových napětí pro různé případy; a) hladký kontakt; b) harmonické nerovnosti za podmínek suchého kontaktu; b) harmonické nerovnosti při podmínkách plného EHD; [79].

Tallian [7], [8], [9] poprvé analyzoval vliv nerovností na životnost. Ačkoliv se jednalo o větší aproximaci, jelikož neuvažoval deformaci nerovností, poukázal na vliv

amplitudy a parametru šikmost na životnost kontaktních povrchů. Navrhl rozšířené pravidlo tří násobku, tedy pokud tloušťka je tři krát větší než je redukovaná kvadratická úchylka obou povrchů Rq, pak lze vliv nerovností zanedbat. Dále poznamenal, že pod touto hranicí je životnost přibližně úměrná parametru mazání Λ. Předmětem publikace Hooke [79] byla analýza obecného limitu, od kterého je vliv nerovností na životnost zanedbatelný, přičemž byla uvažována deformace nerovností a vyvozený tlak dle MAÚ. Obecně byla potvrzena existence hranice, ovšem její hodnota je závislá na materiálových vlastnostech, velikosti relativní skluzové rychlosti a topografii povrchů, proto nelze nalézt jednu globální hodnotu. Zároveň však navržená metodika umožňuje získat hodnotu pro daný povrch za daných podmínek v reálném čase a tím je vhodná pro použití v procesu inženýrského návrhu.



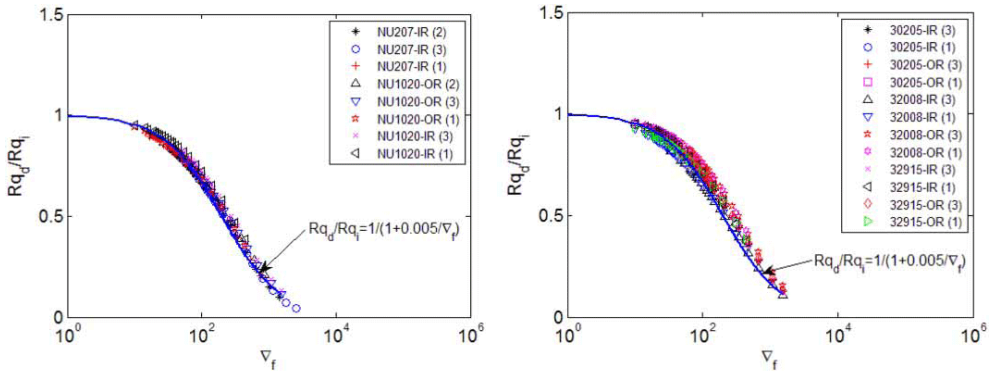
(a) Surface A, $\mu_{bl} = 0.098$. $\mu_{ehl} = 0.06$ (b) Surface B, $\mu_{bl} = 0.123$, $\mu_{ehl} = 0.06$

(c) Surface C, $\mu_{bl} = 0.088$, $\mu_{ehl} = 0.06$ (d) Surface D, $\mu_{bl} = 0.097$, $\mu_{ehl} = 0.06$

Obr. 2.26 Porovnání podílu rozdělení zatížení ϕ_{bl}, určeného pomocí teoretického modelu a měřením, v závislosti na rychlosti různých typů povrchů [80].

Další aplikaci lze nalézt v publikaci Morales-Espejel a kol. [80], kteří sestavili model smíšeného mazání, který využívá MAÚ a nevyžaduje náročné výpočty plného řešení, pro predikci tření za těchto podmínek. Teoretický model neřeší samotný součinitel tření, ale pouze podíl rozdělení zatížení ϕ_{bl}, které přenáší mezný film ($F_{bl} = \phi_{bl}F$) a EHD film ($F_{ehd} = [1 - \phi_{bl}]F$). Model, zjednodušeně popsáno, je založen na iterativním postupu, který obnáší odhad centrální tloušťky mazacího filmu, prvotní předpoklad podílu ϕ_{bl}, predikce deformací mikronerovností dle MAÚ ($\tilde{h}_{ehd}$), analýza nerovností za předpokladu suchého kontaktu ($\tilde{h}_{bl}$), kombinace $\tilde{h}_{ehd}$, $\tilde{h}_{bl}$ založená na lokálním výběru maximální amplitudy ve frekvenční oblasti (vede

k h_{trans}, p_{trans}) a dále iterace pokračuje dalším cyklem dokud není dosažena konvergence ϕ_{bl}.



(a) Cylindrical Roller Bearings (b) Tapered Roller Bearings

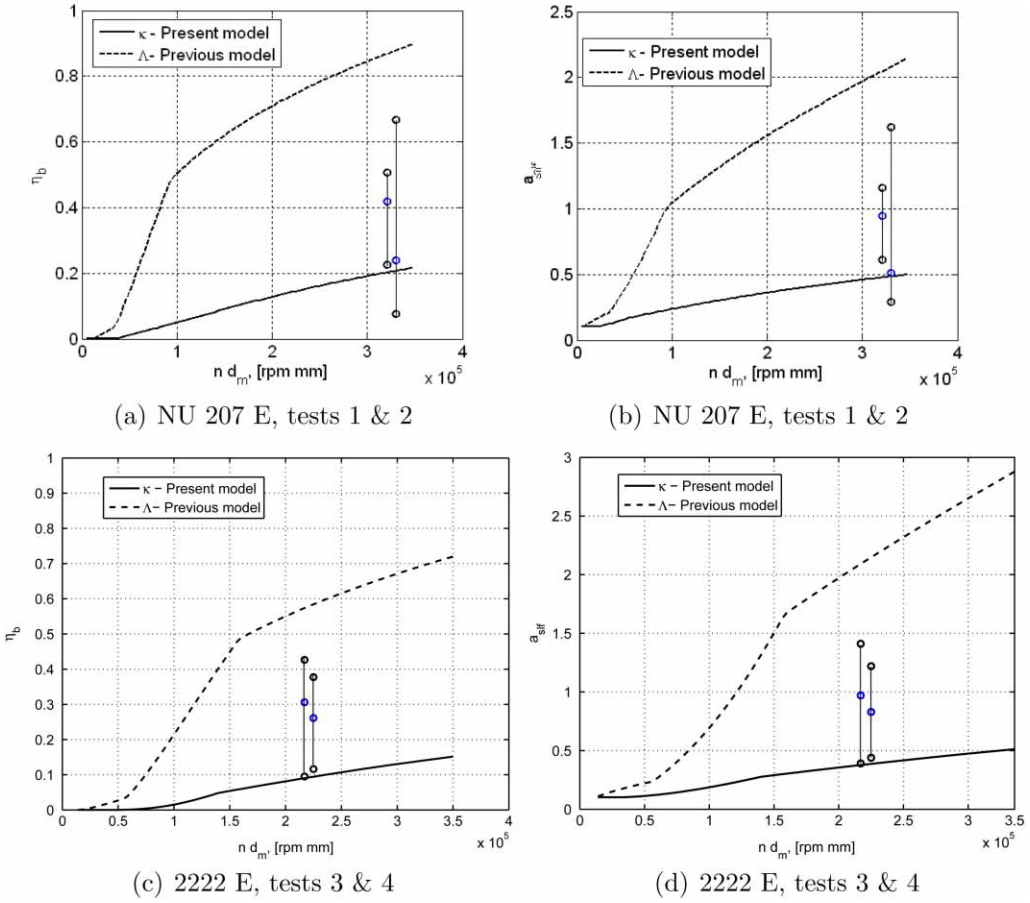
Obr. 2.27 Křivka popisující změnu hodnoty Rq pro různé typy povrchů v závislosti na parametru provozních podmínek ∇_f; a) válečkové ložisko, b) kuželíkové ložisko; [81].

Výsledky teoretického modelu byly porovnány s měřením na zařízení pro měření tření v konfiguraci kulička - disk (obr. 2.26). Měřeny byly jednotlivé typy povrchů vždy po jejich zaběhnutí. Výstupy z měření byly převedeny na podíl zatížení ϕ_{bl} pomocí referenčního měření součinitelů tření mezného filmu μ_{bl} a součinitele plného EHD filmu μ_{ehd} dle vztahu $\phi_{bl} = (\mu - \mu_{ehd})/(\mu_{bl} - \mu_{ehd})$. Celkově byla pozorována dobrá shoda s teoretickou predikcí, která častěji měla tendenci spíše podhodnotit reálně měřené hodnoty. Další odchylky jsou detailně diskutovány v [80].

Morales-Espejel a kol. [81] se zaměřily na aplikaci MAÚ na valivá ložiska. Na rozdíl od klasického hodnocení založeného na jedné statistické hodnotě (Rq) a parametru mazání Λ vstupují do analýzy kompletní informace o geometrii povrchu. Ovšem při konkretní aplikaci na valivá ložiska, kde hlavními dokončovacími operacemi jsou broušení a honování, bylo možné analýzu zjednodušit na semi-analytickou metodu využívající hodnoty R_q. Navržená analýza byla aplikována na různé varianty reálných ložisek, přičemž výsledný poměr mezi deformovanou a původní hodnotou R_q viz obr. 2.27 bylo možné proložit unifikovanou křivkou ve tvaru

$$R_{q_d}/R_{q_i} = \frac{1}{1 + 0,005\nabla_f}, \qquad \nabla_f = C_r\sqrt{\frac{M_e}{L}}, \tag{2.31}$$

kde Rq_d, Rq_i jsou hodnoty Rq pro deformovaný a původní povrch, C_r je konstanta pro eliptický kontakt [81] a L, M_e je Moesův parametr pro eliptický kontakt. Křivka umožňuje realističtější hodnocení deformace nerovností a tedy lokálního nárůstu tloušťky maziva. Zároveň také každá deformace vytváří fluktuace tlaku, které ovlivňují životnost.



(a) NU 207 E, tests 1 & 2 (b) NU 207 E, tests 1 & 2

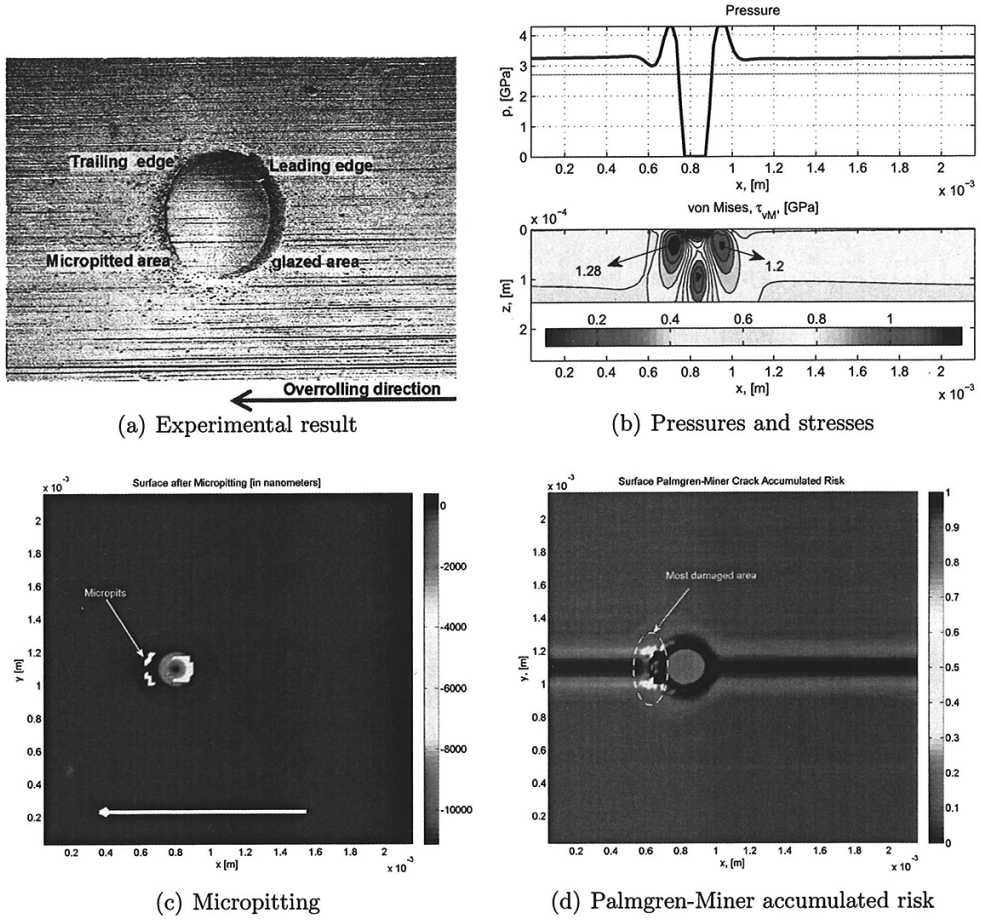
(c) 2222 E, tests 3 & 4 (d) 2222 E, tests 3 & 4

Obr. 2.28 Porovnání upraveného parametru κ s parametrem Λ; [81].

Kvalita mazání valivých ložisek bývá hodnocena na základě buď parametru κ [93], nebo parametru Λ [94]. Autoři využili parametr κ, který modifikovali využitím Hamrock-Dowsonovy [95] formule pro odhad centrální tloušťky maziva v eliptických kontaktech. Byly uvažovány deformace mikrogeometrie dle MAÚ, teplotní efekty způsobující pokles viskozity na vtoku do kontaktu vlivem tření v mazivu a efekt hladovění za vysokých rychlostí. Po začlenění do modelu kontaktní únavy a dalších úpravách byl získán tvar parametru κ

$$\kappa = \frac{\phi_{ish}^{1/(ac+b)}}{f_s} \left[(1 + 0,005\nabla_f)\Lambda\right]^{1/(ac+b)}, \tag{2.32}$$

kde ϕ_{ish}, f_s jsou koeficienty uvedených korekcí, a, b, c jsou exponenty vztahu pro odhad tloušťky maziva, ∇_f parametr dle vztahu 2.31 a $\Lambda = h_{min}/R_q$ parametr mazání. V obr. 2.27 je porovnána predikce hodnot koeficientu napětí - životnost a_{slf} a faktoru mazání η_b dle upravené metodiky κ a konvenční Λ. Predikce jsou porovnány s měřením provedených pro populaci čtyř ložisek různých výrobců. Z výsledků je patrné přehodnocení predikce dle parametru Λ, zatímco parametr κ se blíží změřeným datům a to ze strany bezpečné. Tedy parametr κ, který aplikuje pokročilé znalosti tribologických procesů dle zmíněných výsledků poskytuje bezpečný a zároveň přesnější odhad životnosti reálných ložisek.



(a) Experimental result

(b) Pressures and stresses

(c) Micropitting

(d) Palmgren-Miner accumulated risk

Obr. 2.29 Porovnání experimentálních a teoretických hodnot; a) Místo poškození pozorované při experimentu; b) průběh tlaku a podpovrchových napětí v okotí mikrovtisku dle teoretického modelu; c) poškození způsobené mikropittingem po 749×10^6 cyklech; d) kumulativní poškození dle Palmgren-Miner teorie; [82].

Morales-Espejel a Gabelli [82] použili MAÚ pro studium vlivu mikrovtisků na rozložení tlaku a podpovrchových napětí spojených s omezenou únavovou životností. Studovány byly jak podmínky čistého valení, tak i valení s částečným skluzem. Výsledky simulací (obr. 2.29) byly porovnány s experimenty na dvoudiskové aparatuře a na reálných radiálních ložiscích. Srovnání prokázaly shodu mezi teoreticky predikovaným a experimentálně zjištěným místem poškození (obr. 2.29).

3 ANALÝZA A ZHODNOCENÍ POZNATKŮ ZÍSKANÝCH NA ZÁKLADĚ REŠERŠE

Studie zabývající se chováním povrchových nerovností v elastohydrodynamickém (EHD) kontaktu lze rozdělit do dvou větví, na teoretické simulace a experimentální měření. Další dělení experimentálních měření je možné podle charakteru uvažovaných nerovností na studie zabývající se uměle vytvořenými nerovnostmi a na práce uvažující povrch s reálnými nerovnostmi.

Pro teoretické studium se ukázaly být přínosné dva přístupy, prvním je tzv. analýza pertubací, která umožňuje převést problém vysoce zatíženého liniového kontaktu na lineární řešení ustáleného stavu [27], [29], [31]. Výhodou je hlubší pohled do mechanismů probíhajících v kontaktech. Druhým přístupem je plné numerické řešení kontaktu jako přechodového problému s využitím moderních vícevrstvých metod. Výhodou je možnost simulovat bodový kontakt [18], [19], [20] a menší míra zjednodušení. Ukázalo se, že oba přístupy poskytují obdobné výsledky [34].

Z teoretických studií lze vyvodit několik obecných závěrů:

- Harmonické nerovnosti se na vtoku do kontaktu deformují, ovšem po vstupu do vysokotlaké oblasti se již v průběhu průchodu kontaktem dále nemění.
- Deformace se u harmonických nerovností projevuje změnou amplitudy, případně fáze.
- Změnu amplitudy - amplitudový poměr, definovaný jako deformovaná hodnota k hodnotě původní, lze popsat v závislosti na jednom bezrozměrném parametru ∇, který je obecně funkcí vlnové délky a pracovních podmínek.
- Závislost mezi amplitudovým poměrem a parametrem ∇ lze obecně popsat jednou křivkou tzv. křivkou amplitudového útlumu (obr. 2.2).
- Křivku amplitudového útlumu lze interpretovat tak, že povrchové nerovnosti s dlouhými vlnovými délkami se při průchodu kontaktem deformují více než nerovnosti s kratšími vlnovými délkami. Limitní případy jsou úplná, nebo žádná deformace.
- V oblasti linearity je amplitudový poměr na velikosti amplitudy nezávislý.
- Oblast linearity je určena především minimálním nezbytným tlakem, který ovšem nerovnosti ovlivňují.
- Obecně je předpokládán limitní stav, kdy amplituda povrchových nerovností je srovnatelná se střední tloušťkou maziva. Přesná hranice je však závislá na přípustné chybě, vlnové délce a dalších parametrech.
- U liniových i bodových (eliptických) kontaktů byl zjištěn jednotný mechanismus útlumu, popsaný parametrem ∇.
- Pro liniový kontakt byl definován parametr ∇_1, pro bodový parametr ∇_2 a souhrnně liniové, bodové a eliptické kontakty nejlépe vystihuje parametr ∇.
- Parametr ∇ lze fyzikálně interpretovat jako poměr vlnové délky k velikosti vtokové oblasti, kde narůstá tlak (tzv. „inlet pressure sweep“).
- Díky linearitě modelu a možnosti rozložit libovolný povrch na harmonické komponenty pomocí Fourierovy transformace lze predikovat chování libovolného povrchu.
- Predikce chování reálného povrchu obnáší aplikaci diskrétní (rychlé) Fourie-

rovy transformace (DFT) na původní povrch, modifikace amplitudy (případně i fáze) jednotlivých komponent dle křivky amplitudového útlumu v závislosti na parametru ∇ (tj. na vlnové délce a provozních podmínkách) a inverzní Fourierova transformace modifikovaného spektra.

Specifika plynoucí pro podmínky čistého valení:

- Za podmínek čistého valení, v mezích linearity jsou nenewtonské efekty zanedbatelné.
- Byly navrženy modely, které předpokládají buď pouze změnu amplitudy, nebo změnu amplitudy i fáze.

Závěry pro podmínky valení s částečným skluzem:

- Chování nerovností za podmínek valení s částečným skluzem lze popsat pomocí dvou efektů partikulárního řešení (PŘ) a komplementární vlny (KV).
- Partikulární řešení je změna amplitudy (případně i fáze) původních nerovností obdobná jako v případě čistého valení, ale závislá na jiných parametrech. Fluktuace tloušťky a tlaku se pohybují rychlostí drsného povrchu v.
- Komplementární vlna je generována na vtoku do kontaktu a je způsobena nenulovou relativní rychlostí povrchů, kdy nerovnosti mění tok maziva na vstupu do kontaktu.
- Za podmínek valení s částečným skluzem je chování povrchových nerovností významně ovlivněno nenewtonskými efekty. Je nutné počítat s nelineárním chováním maziva.
- Míra změny amplitudy (útlumu) PŘ je významně ovlivněna nelineární charakteristikou maziva, obecně závisí na definovaných efektivních viskozitách η_x, η_y dle vztahu 2.25.
- Při uvažování Eyringova maziva, lze vztahy upravit do tvaru, kde místo efektivní viskozity vystupuje Eyringovo napětí τ_0 (parametr Eyringova modelu a přibližně hodnota smykového napětí, od které je významné nelineární chování).
- Obecně složka PŘ je spojená s velkou deformací, která mění původní povrch a produkuje malé fluktuace tloušťky a naopak velké fluktuace tlaku. Složka KV je spojena s velkými fluktuacemi tloušťky a malými fluktuacemi tlaku.
- Vlnová délka KV λ_c je závislá na skluzovém poměru u/v, pro vlnočet platí, že $\omega_c = 2\pi/\lambda_c$.
- Dalším projevem nenewtonských vlastností maziva je změna amplitudy KV při průchodu kontaktem. Tato změna je popsána exponenciálou, kde řídícím koeficientem míry útlumu je parametr β.
- Dlouhou dobu neexistoval jednoduchý postup pro určení amplitudy KV h_c, teprve v roce 2010 Morales-Espejel [80] prezentoval aproximativní analytické vztahy pro určení h_c.

Experimentální studie co se týče dosažených výsledků, výrazně zaostávají za teorií a jsou stále aktuálním tématem. Z analýzy experimentálních studií lze vyvodit několik závěrů:

- Většina experimentů se zabývá studiem uměle vytvořených nerovností.
- Na modelových nerovnostech byl amplitudový útlum kvalitativně i kvantitativně ověřen experimenty ačkoliv je stále několik oblastí, které dosud nebyly detailně studovány a diskutovány.
- V řadě experimentů s modelovými nerovnostmi byl pozorován efekt vtlačeného filmu („squize film“), nebo jinak efekt zachycení maziva („lubricant entrapment“). A to především pokud se jednalo o povrchové výstupky.
- Je otázkou do jaké míry se může vyskytovat efekt vtlačeného filmu u reálných povrchů, pokud budeme předpokládat, že velká část inženýrských povrchů je složena více z povrchových rýh než výstupků (má negativní parametr šikmosti povrchu).
- Je otázkou zda efekt vtlačeného filmu lze postihnou modelem amplitudového útlumu, pakliže by mechanismu a řídicí parametry tohoto efektu byly rozdílné od mechanismů MAÚ.
- Ačkoliv existují modely, které předpokládají změnu amplitudy i fáze za podmínek čistého valení. Je stále výzva pro experimentální studie, potvrdit či vyvrátit účelnost změny fáze na reálných površích.
- Změna fáze jako součást MAÚ může být opodstatněná pouze pro specifický charakter některých modelových nerovností, kde lze pozorovat efekt vtlačeného filmu, který se projevuje nesymetrickým navýšením tloušťky na vstupní hraně nerovností.
- Řada autorů prezentuje nesoulad teorie s praktickým pozorováním v pravé oblasti křivky (limitní totální deformace). Při experimentálním pozorování však nelze téměř nikdy objevit úplné vyhlazení nerovností.
- Ovšem za podmínek statického kontaktu již z principu nelze popisovat chování pomocí MAÚ. Jelikož bylo zjištěno, že velikost vtokové oblasti je řídícím parametrem a ta je u statického kontaktu nulová.
- Ovšem i přesto pokud připustíme velmi malou rychlost povrchů a zároveň fakt, že v kontaktu vznikne dostatečný tlak pro aplikaci MAÚ. Je otázkou, nakolik je limitní případ úplné deformace správný.
- Situace může být dále komplikována pokud uvážíme skutečnost, kdy pravá část křivky popisuje chování dlouhých vlnových délek. Ovšem nebyla dosud vyšetřena mezní hodnota vlnové délky, od které již efekty nelze spojovat s MAÚ.
- Lze očekávat (Hooke ve zkratce diskutoval), že dlouhé vlnové délky ovlivňují globální parametry kontaktu jako například poloměr křivosti.
- Dosud nebyla prezentována studie zabývající se přechodem mezi těmito makroskopickými vlivy nerovností a mikroskopickými efekty dle MAÚ v závislosti na vlnové délce.
- Nebyl dosud detailně experimentálně vyšetřen rozsah použitelnosti modelu a to především při uvažování reálných povrchů, ale ani u modelových případů povrchových rýh.
- Pokud připustíme o jistou míru vyšší nepřesnost, je predikce použitelná i za podmínek, kdy povrchové nerovnosti jsou řádově větší než střední tloušťka

mazací vrstvy.

- Průběhy za podmínek valení s částečným skluzem byly ověřeny pouze kvalitativně, kvantitativní ověření nebylo dosud provedeno ani na modelových nerovnostech.
- Pro povrchy s reálnými nerovnostmi, dle dostupných pramenů, nebylo dosud prezentováno žádné kvalitativní nebo kvantitativní experimentální ověření ani nepřímé ověření porovnáním experimentálně zjištěné tloušťky rozložení maziva s predikcí.
- Do jisté míry nepřímé ověření za zmíněných podmínek pro reálné povrchy lze nalézt v publikacích týkajících se aplikací MAÚ, kde výstupní hodnoty modelu bylo např. tření, nebo únavová životnost a ta byla porovnána s měřením těchto výstupních veličin. Ale jedná se o hrubě nepřímé porovnání s obtížnou analýzou odchylek.
- Experimentálně nebylo dosud vyšetřeno chování povrchových nerovností porovnané s teoretickým modelem za podmínek, kdy mazivo je v oblasti mezního smykového napětí (model reologie uvažující mezní hodnotu smykového napětí tzv. „limiting shear stress“).
- Experimentálně nebyl dosud studován případ limitně malých poměrů kluz - valení, kde lze očekávat nástup nenewtoských efektů maziva a přechod modelu pro čisté valení na valení s částečným skluzem.

Rešeršní část obsahuje několik publikací prezentujících aplikaci modelu amplitudového útlumu, které lze shrnout v následujících bodech:

- Model amplitudového útlumu byl využit v několika rychlých inženýrských modelech pro popis deformací povrchových nerovností, nebo pro aproximaci fluktuací tlaku indukovaného povrchovými nerovnostmi.
- Jedna větev aplikací se věnuje ovlivnění lokálního přiblížení nerovnostmi pro predikci přechodu ke smíšenému režimu mazání. Monitorovaným kritériem bývá například velikost součinitele tření.
- Další publikace hodnotí vliv nerovností na kontaktní únavu skrz predikci kontaktního tlaku.
- Jiné práce prezentují postup pro vyšetření mezního případu, kdy dochází k přesunu rizika poškození lokalizovaného blízko oblasti Maximálního smykového napětí dle Hertzovy teorie do oblasti blízko povrchu. Jedná se o mezní stav pittingu iniciovaný povrchovými nerovnostmi.
- Řada publikací porovnává výstup modelu s reálným měřením, což poskytuje nepřímé ověření modelu.
- V mnoha případech je shoda modelu s měřením díky MAÚ na vyšší úrovni, než konvenční zjednodušující přístupy. Tedy s využitím MAÚ jsme schopni přesněji predikovat reálné chování.

4 VYMEZENÍ CÍLE DISERTAČNÍ PRÁCE

Cílem disertační práce je experimentální ověření teoreticky navrženého modelu chování povrchových nerovností v EHD kontaktu (modelu amplitudového útlumu) na površích s reálnými nerovnostmi. Použitelnost modelu na povrchy s reálnými nerovnostmi je zatím pouze předpokládána a nebyla dosud ověřena experimentem. Pro redukci možných negativních vlivů využít in-situ způsob měření na totožném místě kontaktu. Z tohoto důvodu je nezbytné doplnění současné metody měření tloušťky mazací vrstvy o metodu měření topografie povrchu na optickém bezkontaktním principu.

Realizace cíle disertační práce předpokládá splnění následujících dílčích cílů:

Část experimentální

- úprava a doplnění měřicí aparatury,
- implementace metody pro optické měření topografie povrchu,
- ověření přesnosti měření topografie povrchu,
- provedení měření topografie na vhodných površích,
- provedení in-situ měření tloušťky mazací vrstvy za různých experimentálních podmínek.

Část vyhodnocování

- navrhnout vhodný způsob zpracování a vyhodnocení amplitudového útlumu z naměřených dat,
- zaměřit se na vliv reálných zdrojů chyb na výsledky měření a přizpůsobit vyhodnocení tak, aby se negativní vlivy redukovaly,
- porovnání výsledků s teoretickými modely, popřípadě nalezení nových obecných pravidel a zákonitostí.

5 METODY PŘÍSTUPU A NÁVRH ZPŮSOBU ŘEŠENÍ

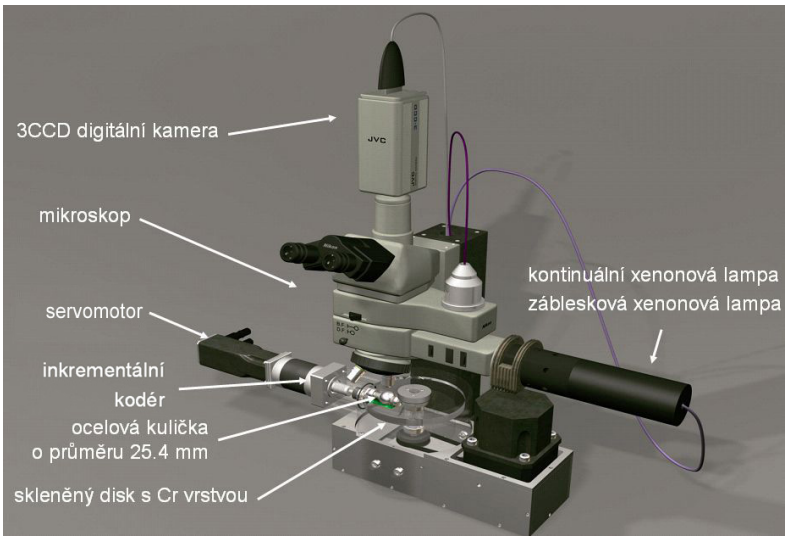
5.1 Experimentální přístup

Experimentální přístup může být rozčleněn na část týkající se experimentální aparatury, technického vybavení, na část experimentálních metod objasňující princip a vyhodnocení měření a část týkající se experimentálního materiálu.

5.1.1 Experimentální aparatura

Použitá měřicí aparatura se skládá ze tří základních částí simulátoru EHD kontaktu, mikroskopového zobrazovacího systému, řídicí a vyhodnocovací jednotky.

Princip tribologického simulátoru vychází z koncepce navržené Goharem [96]. Slouží k modelování podmínek EHD mazaného kontaktu, ve kterém je tenký mazací film vytvářen ve styku mezi rotujícím skleněným (případně safírovým) kotoučem a otáčející se ocelovou kuličkou o průměru 25,4 mm. Oba třecí povrchy mohou být nezávisle poháněny servomotory, a tím může být řízen poměr kluz-valení mezi povrchy.



Obr. 5.1 Schéma měřicí aparatury.

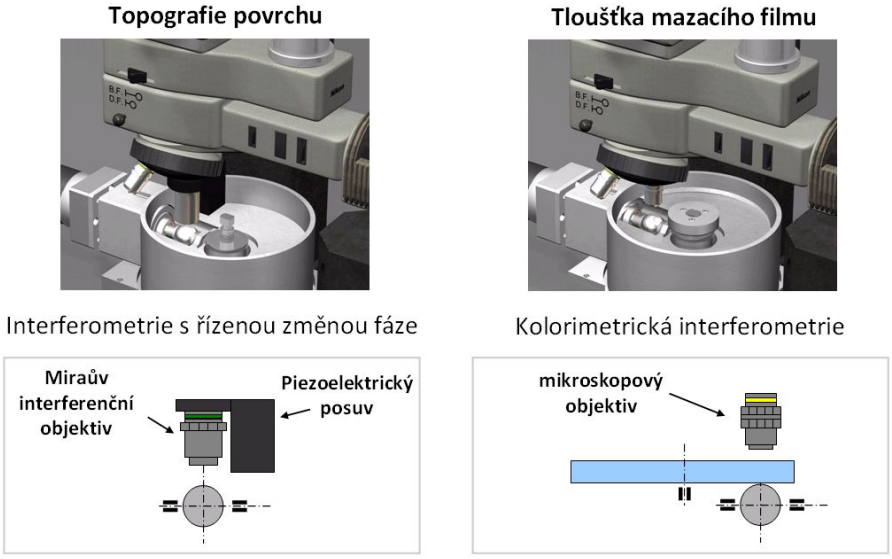
Skleněný disk je na straně kontaktu opatřen tenkou vrstvou chromu a na protilehlé straně disku antireflexní vrstvou. Rozhraní sklo–chromová vrstva tvoří polopropustnou vrstvu (dělič), procházející část paprsku se odráží od rozhraní mazivo–ocelová koule a interferuje s paprskem odraženým od děliče. Výsledný interferogram je zobrazován optickým systémem tvořeným standardním průmyslovým mikroskopem s episkopickým osvětlovačem a telecentrickým chodem paprsků. Vznikající obraz je zaznamenáván buď digitální tří–čipovou CCD kamerou (Hitachi HV-F22), nebo vysokorychlostní digitální CMOS kamerou (Vision research Phantom v710). Zdrojem světla je kontinuální nebo zábleskový xenonová lampa, která je synchronizována

s pohybem kuličky tak, že veškerá měření jsou realizována na stejném místě jejího povrchu. Řídící a vyhodnocovací jednotka se skládá z osobního počítače, elektroniky pro napájení krokových motorů a vstupně/výstupních rozhraní pro oboustrannou komunikaci mezi počítačem a simulátorem, kamerou a dalšími zařízeními.

5.1.2 Experimentální metody

In-situ měření

Cílem in-situ měření je minimalizovat zdroje chyb při měření integrováním obou nezbytných metod do jednoho zařízení, které společně využívá velkou část zařízení (mikroskop mimo objektiv, kameru). Měření se prování ve dvou krocích v těsném sledu (obr. 5.2), nejprve se vyjme disk ze simulátoru a kulička se důkladně chemicky očistí. Provede se měření topografie povrchu, poté se simulátor naplní mazivem a realizuje se měření rozložení tloušťky maziva za daných podmínek, přitom snímání při jednotné poloze kuličky je zajištěno systémem synchronizace. Pokud je snímán celý průběh vysokorychlostní kamerou, je užitečné, aby vybraná oblast obsahovala unikátní prvek, který lze snadno identifikovat.

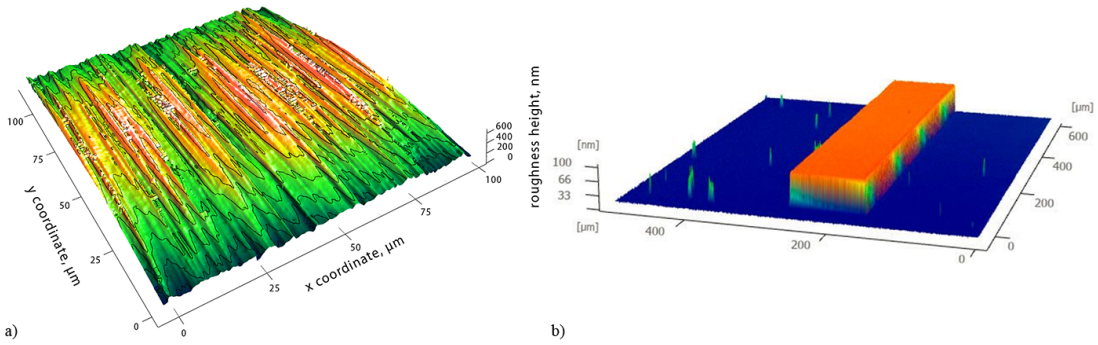


Obr. 5.2 Schéma in-situ měření.

Měření topografie povrchu

Použitá metoda pro zjištění topografie povrchových nerovností v nezatíženém stavu je interferometrie s řízenou změnou fáze („Phase shifting interferometry“ - PSI) [99], [100]. Metoda využívá monochromatický svazek světla, který prochází soustavou čoček a clon, odráží se od polopropustného zrcadla v mikroskopu k děliči svazku, který je součástí interferenčního objektivu. Zde se paprsek rozděluje, jedna jeho část se odráží k referenčnímu zrcadlu a druhá k měřenému povrchu. Odražené paprsky vytvářejí výsledný interferogram, který je snímán digitální CCD kamerou

a zpracováván počítačem. Za tímto účelem je mikroskopový zobrazovací systém doplněn o Miraův interferenční objektiv (Nikon CF Plan 10x/0.3 DI) s referenčním zrcadlem namontovaný na piezoelektrickém posuvu (Physic Instrument PIFOC P-721.20), který pracuje v uzavřené smyčce se zpětnou vazbou na kapacitním principu.



Obr. 5.3 a) Příklad změřeného povrchu s povrchovými nerovnostmi po broušení; b) Povrch kalibrovaného prahu standardu SHS 880 QC VLSI.

Měřící metoda PSI umožňuje stanovit topografii povrchu ze sady tří a více interferogramů získaných se známým fázovým posuvem. Změny fáze je dosaženo změnou vzdálenosti mezi referenčním zrcadlem a měřeným povrchem, což je realizováno pomocí piezoelektrického posuvu. Ten je ovládán prostřednictvím řídicí jednotky piezoelektrického posuvu z osobního počítače. Tato jednotka je v konfiguraci šasi (PI E501.00), hlavní modul a PC rozhraní (PI E-517.i1), modul nízkonapěťového zdroje (PI E-505.00) a modul zpětné vazby založené na kapacitním principu (PI E-509.C1A). Ke zpracování se využívá autorem disertační práce vyvinutý software, další detaily o metodě naleznete v [100].

Rozlišitelnost interferometrie s řízenou změnou fáze lze řádově určit dle vztahu

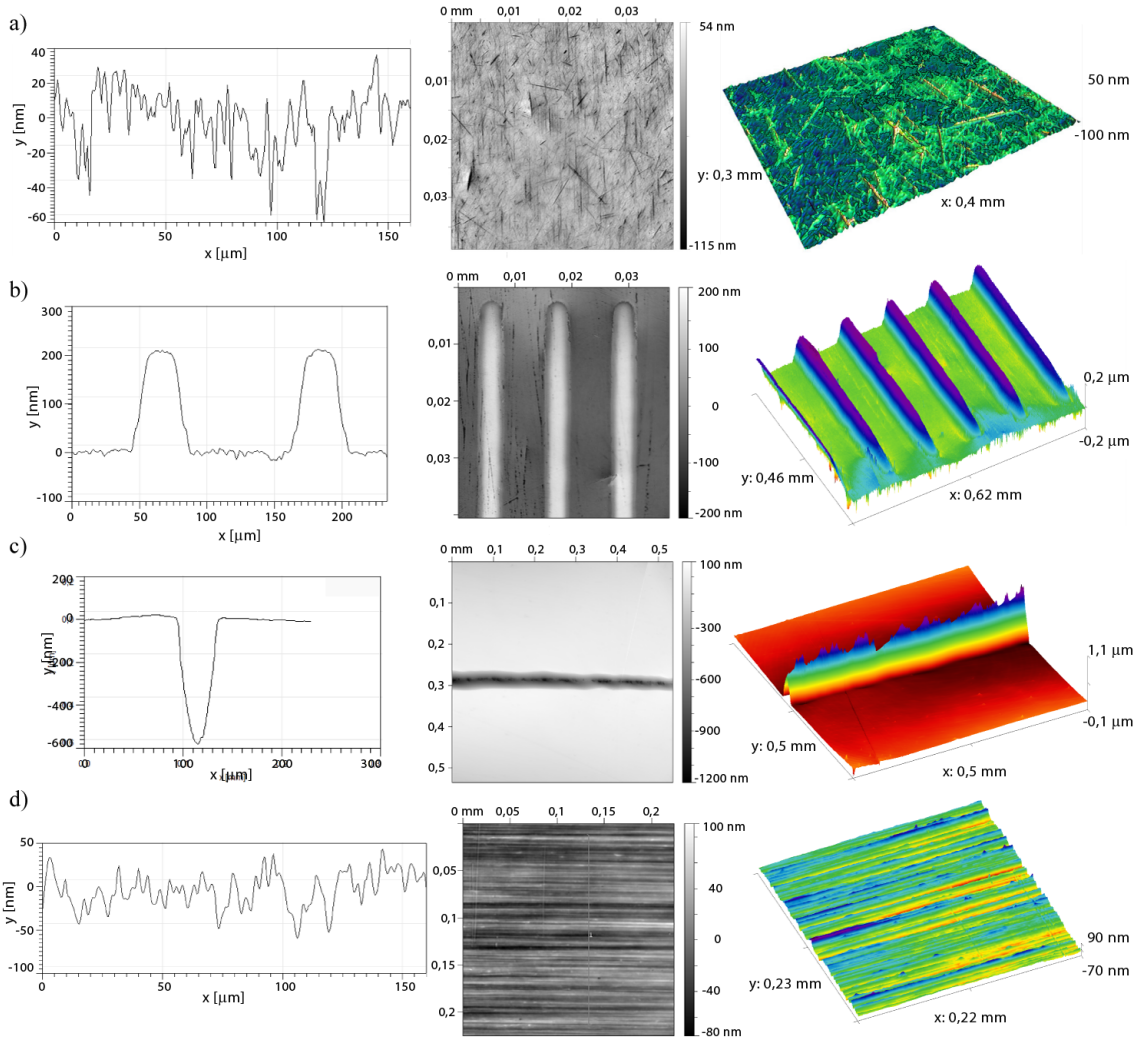
$$\Delta Z = \frac{\lambda_{mono}}{\epsilon_{IC} 2^{n+3}}, \tag{5.1}$$

kde λ_{mono} je vlnová délka monochromatického světla, ϵ_{IC} je praktický podíl pokrytých jasových hladin snímacího čipu (závisí především na odrazivosti povrchu, vlastnostech snímacího čipu, děliči svazku a osvětlení) a n je počet bitů AD převodníku kamery. Pro 8 bitové kamery a monochromatické světlo ($\lambda_{mono} = 633$ nm) a $\epsilon_{IC} = 0,7$ je rozlišení 0,4 nm, pro 10 bitovou kameru 0,1 nm a v případě 12 bitů 0,03 nm. Kalibrace a ověření metody bylo provedeno na standardu SHS 880 QC VLSI (obr. 5.3b).

Měření tloušťky mazacího filmu

Pro kvantitativní vyhodnocení rozložení tloušťky mazacího filmu v bodovém EHD kontaktu se využívá kolorimetrická interferometrie („Thin film colorimetric interferometry“ - TFCI) [97], [98]. Rozložení tloušťky mazacího filmu do značné

míry vypovídá o topografii povrchu při zatížení uvnitř kontaktu. Princip metody je následující. Světlo ze světelného zdroje dopadá kolmo na kontaktní oblast, kde se odráží na rozhraní mezi sklem a vrstvou chrómu a na rozhraní mezi mazacím filmem a deformovaným povrchem kuličky. Odražené paprsky spolu interferují, výsledné interferenční barvy jsou snímány kamerou. Získaný obraz je převeden do barevného prostoru CIELAB. V tomto systému jsou pomocí diferenční formule kvantitativně porovnány barvy mezi vyhodnocovaným interferogramem a etalonem. Etalon je získán z monochromatického a chromatického interferogramu zaplaveného statického kontaktu. Monochromatický interferogram slouží pro definování geometrie, ke které se přiřadí paleta barev získané statistickým zpracováním chromatického interferogramu. Tato metoda je implementována do počítačového programu ACHILES. Rozlišitelnost kolorimetrické interferometrie je 1 nm.



Obr. 5.4 a) Reálný povrch kuličky; b) Příčně orientované modelové výstupky c) Příčně orientované vrypy d) Příčně a podélně orientované umělé struktury.

5.1.3 Experimentální materiál

Měření byla realizována s kontaktní dvojicí ocelová kulička a skleněný disk. Mechanické vlastnosti obou materiálů jsou uvedeny v tab 5.1. Ocelová kulička má průměr 25,4 mm a je zhotovena z ložiskového materiálu AISI 52100 (100Cr6). Redukovaný modul pružnosti E_r této kontaktní dvojice činí $194,5$ GPa a efektivní modul pružnosti $E' = 123,8$ GPa.

Tab. 5.1 Mechanické vlastnosti kontaktních dvojic.

Veličina	Hodnota
Poissonův poměr skla μ_d	0,25
Modul pružnosti skla E_d	81 GPa
Poissonův poměr oceli μ_b	0,3
Modul pružnosti oceli E_b	217 GPa

Při experimentech bylo použito několik typů povrchu:

- Reálný povrch kuličky, který byl ponechán v původní formě z výroby a nebyl žádným způsobem modifikován (obr. 5.4a). Aritmetická úchylka povrchu Ra činí 20 nm. Ačkoliv topografie nevykazuje významnou globální směrovost struktury, některé místa obsahují částečně texturu orientovanou některým směrem. Šikmost povrchu $Rsk = -1,5$ a znamená, že povrch je nosný, tj. zastoupeny jsou spíše rýhy než výstupky. Špičatost Rku nabývá hodnoty $4,9$, což souvisí s ostrými rýhami, které jsou zastoupeny významnou měrou.
- Příčně orientované modelové výstupky o šířce 60 µm a výšce 200 nm (obr. 5.4b). Tato struktura byla vyrobena napařením vrstvičky chrómu (modul pružnosti chrómu $E = 279$ GPa).
- Příčně orientované vrypy o šířce 30 µm a 50 µm a hloubce 400 až 900 nm (obr. 5.4c). Rýhy byly vyrobeny diamantovým řezákem a poté přeleštěny k docílení hladšího povrchu uvnitř rýh.
- Příčně a podélně orientované umělé struktury (obr. 5.4d) s výraznou směrovostí a vhodnou distribucí výšky pro měření pomocí optických metod (tj. omezené lokální vertikální skoky do 100 nm). Tento povrch byl vyroben pomocí diamantové leštící pasty s vhodnou zrnitostí (zrnitost 5/3, nebo 3/2), která byla nanesena na válcový povrch. Rotací povrchu a zároveň vyvozením vyššího tlaku (nekonformní styk kulička s válcem) vznikla na povrchů popisovaná směrová struktura (obr. 5.4d). Typické hodnoty parametrů povrchu jsou $Ra = 16$ nm; $Rq = 20$ nm; $Rsk = 0,0$; $Rku = 0,3$.

Skleněný disk má průměr 150 mm, tloušťku 12,6 mm a je vyroben z materiálu BK7 s opticky hladkými povrchy. Jelikož při měřeních je povrch disku předpokládán

Tab. 5.2 Vlastnosti použitých maziv; [1] Měřena na rotačním viskozimetru s kontrolou teploty; [2] Data Scott Bair z Georia Institute of Technology - měřeno na vysokotlakém viskozimetru; [3] Dle konzultace - Scott Bair z Georia Institute of Technology.

Mazivo	SR600	LSBS	2400N
Typ oleje	parafinový	minerální	naftenický
Viskozita η_0 [1]	0,20 Pa s	0,75 Pa s	0,88 Pa s
Při teplotě	25 °C	20 °C	23 °C
Viskózně–tlakový koeficient α [2]	23,6 GPa^{-1}	25 GPa^{-1}	35,1 GPa^{-1}
Eyringovo napětí[3] τ_0	$\approx 2,8$ MPa	≈ 3 MPa	≈ 3 MPa

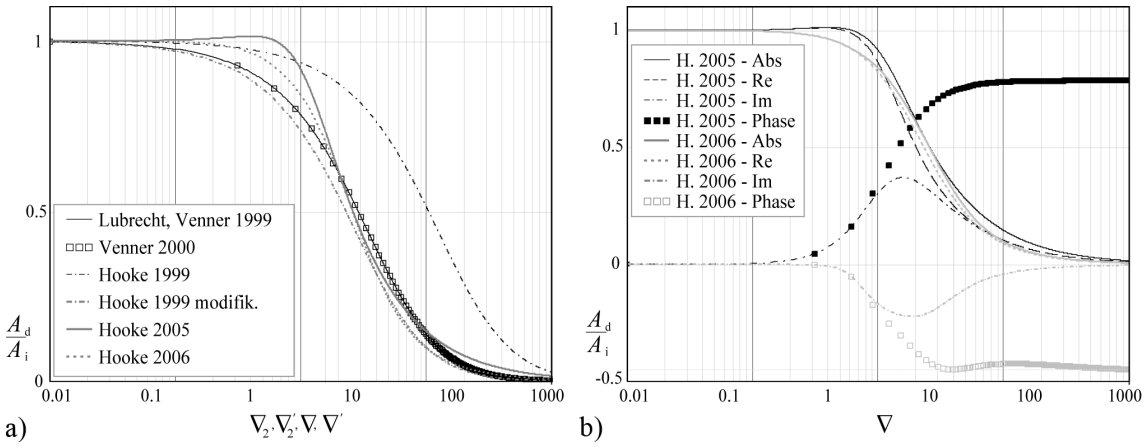
za úplně hladký, bylo provedeno měření povrchu disku pomocí metody PSI. Mechanické vlastnosti používaných materiálů jsou uvedeny v tab. 5.1. Maziva použita při měřeních jsou minerální základové oleje. Vlastnosti maziv jsou zmíněny v tab. 5.2.

5.2 Teoretický přístup

5.2.1 Analýza teoretického modelu

Podmínky čistého valení

Tabulka 5.4 uvádí souhrn teoretických modelů amplitudového útlumu pro bodové kontakty (obr. 5.5a). První až třetí varianta jsou 2D varianty modelu publikované v různých publikacích. Přičemž varianta dvě korektně postihuje eliptický i liniový kontakt a jeho definici lze fyzikálně interpretovat jako poměr vlnové délky k velikosti vtokové oblasti, kde vzrůstá tlak („inlet pressure sweep“). Varianty modelů čtyři a pět jsou 1D a 2D model uvažující fázovou změnu, křivky jsou definovány v komplexní rovině tak, že $\varphi_{phase} = \arctan(Im/Re)$ je fáze. Porovnání amplitudových křivek všech modelů je ukázáno na obr. 5.5a. Pokud analyzujeme reálnou, imaginární část a úhel mezi nimi (fázi) získáme průběhy dle obr. 5.5b. Z porovnání je patrné, že imaginární složka obou modelů se liší především ve znaménku a proto oba modely uvažují opačnou změnu fáze.



Obr. 5.5 Porovnání publikovaných modelů pro podmínky bodového kontaktu a čisté valení; a) Absolutní hodnoty všech modelů dle Tab. 5.4; b) Modely uvažující fázové změny (Abs - absolutní hodnota, Re - reálná část, Im - imaginární část, Phase - fáze).

Aby bylo možné blíže analyzovat parametry jedna až tři z tab. 5.4, byly rozepsány do tvaru se základními veličinami. Parametr ∇_2 dle vztahu 2.6 vede na tvar

$$\nabla_2 = \frac{\lambda}{b} \frac{F^{1/2}}{\alpha^{1/2}(\eta_0 u)^{1/2} E'^{1/2} R_x^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{2}}, \tag{5.2}$$

po úpravě a dosazení do vztahu 2.8 lze získat

$$\nabla = q\frac{\lambda}{b} \frac{F^{1/2}}{\alpha^{1/2}(\eta_0 u)^{1/2} E'^{1/2} R_x^{1/2}} \sqrt{\frac{3}{2\pi^3}}, \tag{5.3}$$

a parametr z tab. 5.4 dle [33] můžeme rozepsat na

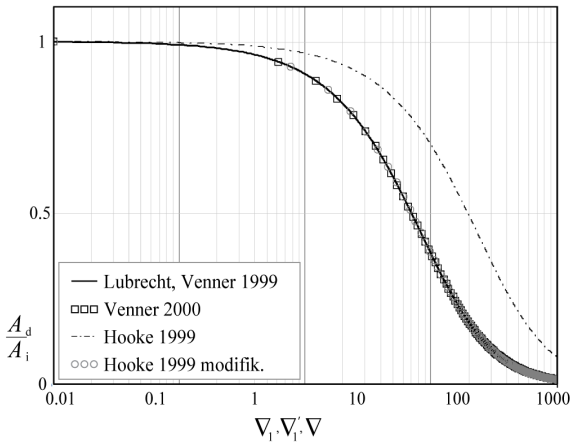
$$\nabla_2' = \frac{\lambda}{b} \frac{F^{1/2}}{\alpha^{1/2}(\eta_0 u)^{1/2} E'^{1/2} R_x^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{2}}, \tag{5.4}$$

S uvážením těchto tvarů parametrů a tvaru křivky lze konstatovat, že závislost útlumu na vlnové délce je nepřímo úměrná, kratší vlnové délky se utlumují méně než dlouhé vlnové délky. Limitně ty nejdelší se utlumují totálně a nejkratší se naopak při průchodu kontaktem nemění. Zároveň s rostoucí rychlostí, nebo viskozitou útlum klesá. Podobná je závislost viskózně–tlakového koeficientu α, ekvivalentního modulu pružnosti E' a poloměru křivosti R_x. Tedy čim více mazivo mění viskozitu s tlakem, nebo čím tužší je kontaktní dvojice a také čím větší je poloměr křivosti součástí, tím menší je útlum povrchových nerovností. A naopak s rostoucím zatížením se útlum zvyšuje.

Porovnáním upravených vztahů 5.2, 5.3, 5.4 lze hodnotit rozdíly v parametrech. První a třetí parametr jsou shodné, první (třetí) a druhý parametry jsou shodné ve všech členech až na konstantu. Podíl mezi parametry pro kruhový kontakt je roven

$$\frac{\nabla_2}{\nabla} = \frac{1}{q}\sqrt{\frac{\pi^3}{3}} \approx \frac{1}{0,886}\sqrt{\frac{\pi^3}{3}} \approx 3,63, \tag{5.5}$$

což se v praktickém porovnání výsledných křivek projeví posunem křivky s parametrem ∇ doprava (obr. 5.5a). Zároveň první a třetí parametr si až na zmíněný rozdíl v mocninách odpovídají a při vykreslení je jejich rozdíl zanedbatelný.



Obr. 5.6 Porovnání publikovaných modelů pro podmínky liniového kontaktu a čisté valení.

Obdobně lze rozepsat parametry pro liniový kontakt z tab. 5.3. Parametr ∇_1 dle vztahu 2.4 rozepíšeme na

$$\nabla_1 = \frac{\lambda}{b} \frac{F_l^{3/4}}{\alpha^{1/2}(\eta_0 u)^{1/2} E'^{3/4} R_x^{1/4}} \frac{1}{\sqrt{2}}, \tag{5.6}$$

po úpravě a dosazení do vztahu 2.8, se zahrnutím, že $q \to 1$ pro liniový kontakt lze získat

$$\nabla = \frac{\lambda}{b} \frac{F_l^{3/4}}{\alpha^{1/2}(\eta_0 u)^{1/2} E'^{3/4} R_x^{1/4}} \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{(3/4)}, \tag{5.7}$$

a parametr ∇_1' z tab. 5.3 dle [33] můžeme rozepsat na

$$\nabla_1' = \frac{\lambda}{b} \frac{F^{3/4}}{\alpha^{1/2}(\eta_0 u)^{1/2} E'^{3/4} R_x^{1/4}} \frac{1}{\sqrt{2}}, \tag{5.8}$$

Upravené vztahy parametrů 5.6, 5.7, 5.8 obsahují stejné členy se shodnými mocninami, parametr jedna a tři se shodují úplně, parametry jedna a dva se liší o konstantu, která je pro liniový kontakt rovna

$$\frac{\nabla_1}{\nabla} = 2^{1/4}\pi^{3/4} \approx 2,8. \tag{5.9}$$

Porovnání průběhů uvedený tří variant modelů je zobrazeno na obr. 5.6, uvedena je také varianta parametru dva modifikovaná koeficientem dle vztahu 5.9.

Tab. 5.3 Modely amplitudového útlumu pro liniový kontakt a podmínky čistého valení.

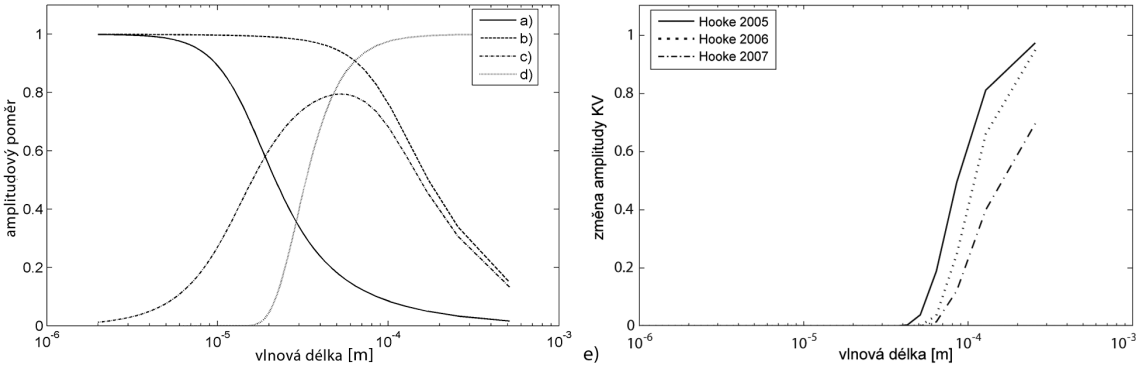
Autoři	Komentář	Model
Venner, Lubrecht 1999 [28], [32]	1D model	$\nabla_1 = \frac{\lambda}{b}\frac{M_1^{3/4}}{L^{1/2}}$, $AR = \frac{1}{1+0{,}125\nabla_1+0{,}04\nabla_1^2}$.
Hooke 1999 [29]	1D model	$\nabla = q\frac{\lambda}{b}P^{1,5}S^{-2}$, $AR = \frac{1}{1+0{,}125\nabla+0{,}04\nabla^2}$.
Venner 2000 [33], [72]	1D model	$\nabla_1' = (2\pi)^{3/4}\frac{\lambda_{min}}{b}\frac{(\alpha P_h)^{1.5}}{L^2}$, $AR = \frac{1}{1+0{,}15\nabla_1'+0{,}015\nabla_1'^2}$.

Tab. 5.4 Modely amplitudového útlumu pro bodový kontakt a podmínek čistého valení.

Autoři	Komentář	Model
Venner, Lubrecht 1999 [32], [28]	2D model	$\nabla_2 = \frac{\lambda_{min}}{b}\sqrt{\frac{M_2}{L}}$, $\bar{f}(r) = \begin{cases} e^{1-1/r}, & \text{pokud } r > 1 \\ 1, & \text{jinak} \end{cases}$, $AR = \frac{1}{1+0{,}15\bar{f}(r)\nabla_2+0{,}015\bar{f}(r)\nabla_2^2}$.
Hooke 1999 [29]	2D model - eliptický kontakt	$\nabla = q\frac{\lambda}{b}P^{1,5}S^{-2}$, $\bar{f}(r) = \begin{cases} e^{1-1/r}, & \text{pokud } r > 1 \\ 1, & \text{jinak} \end{cases}$, $AR = \frac{1}{1+0{,}15\bar{f}(r)\nabla+0{,}015\bar{f}(r)\nabla^2}$.
Venner, Lubrecht 2000 [33], [72]	2D model	$\nabla_2' = \sqrt{\frac{2\pi^3}{3}}\frac{\lambda_{min}}{b}\frac{(\alpha P_h)^{1.5}}{L^2}$, $\bar{f}(r) = \begin{cases} e^{1-1/r}, & \text{pokud } r > 1 \\ 1, & \text{jinak} \end{cases}$, $AR = \frac{1}{1+0{,}15\bar{f}(r)\nabla_2'+0{,}015\bar{f}(r)\nabla_2'^2}$.
Hooke 2005 [50]	1D model, fázová změna	$p = -\frac{\pi}{2}\frac{1}{c_0/\nabla+c_1+\nabla}$, $c_0 = -0{,}22+0{,}40i; \quad c_1 = 0{,}55+0{,}55i;$ $AR = 1+\frac{2}{\pi}\nabla p.$
Hooke 2006 [38]	2D model, fázová změna	$f_1(\nabla) = \frac{0{,}5}{1+0{,}285/\nabla+1{,}012/\nabla^2}$, $f_2(\nabla) = \frac{0{,}5}{1+0{,}226/\nabla+0{,}292/\nabla^2}$, $f_3(\nabla) = \frac{-0{,}221/\nabla+0{,}0221/\nabla^2}{1+2{,}042/\nabla+2{,}585/\nabla^2-1{,}197/\nabla^3+0{,}228/\nabla^4}$ $\left(\frac{P\lambda}{E'A_0}\right)_{short} = -\frac{\pi}{2}\left[1+\cos(2\theta)\right]f_1(\nabla)...$ $...+\left[1-\cos(2\theta)\right]f_2(\nabla)+i\cos(\theta)f_3(\nabla)$ $P_x = \frac{(\omega b)^2}{b}, \qquad \tan(\theta) = \frac{\xi}{\omega},$ $P_y = \left\{0{,}06\left[1-e^{-90\xi b}\right]+0{,}21(\xi b)+0{,}005(\xi b)^2\right\},$ $FL = \frac{\lambda}{b}\left(P_x^{1{,}25}+P_y^{1{,}25}\right)^{0{,}8},$ $\left(\frac{P\lambda}{E'A_0}\right)_{long} = \begin{cases} -\frac{\pi}{2}, & \text{pokud } FL > \frac{\pi}{2} \wedge \frac{\partial FL}{\partial\lambda} < 0 \\ -FL & \text{jinak} \end{cases},$ $AR = 1+\frac{2}{\pi}\left[\left(\frac{P\lambda}{E'A_0}\right)_{short}+\left(\frac{P\lambda}{E'A_0}\right)_{long}+\frac{\pi}{2}\right].$

Podmínky valení s částečným skluzem

Z kapitoly 2.2.2 vyplývá, že pro popis chování povrchových nerovností při průchodu EHD kontaktem za podmínek valení s částečným skluzem je nutné definovat změnu amplitudy případně i fáze složky PŘ (komplexní číslo), amplitudu KV, míru útlumu KV a vlnovou délku KV. Tabulka 5.5 obsahuje souhrn publikovaných modelů, obsaženy jsou pouze modely, které uvažují obě komponenty (PŘ i KV) a vynechány byly rané studie, které toto neuvažovaly. První dva modely jsou 1D modely a liší se především zahrnutím stlačitelnosti kapaliny. Třetí a čtvrtý jsou 2D varianty, které prezentují odlišný způsob určení amplitudy KV. Hooke [53] prezentoval semi-analytický způsob, který je sice přesnější než analytická aproximace dle Morales-Espejel [80], ale obnáší složitější výpočty. Což plně nekoresponduje s původním smyslem modelu amplitudového útlumu, navrženého jako jednoduchý, obecný a snadno použitelný nástroj pro technickou praxi.



Obr. 5.7 Křivky definující amplitudu PŘ (a), celková amplituda KV+PŘ (b), amplituda KV (c), míra útlumu KV na vzdálenosti b (d), definovaná jako $\exp(-\beta b)$. Model dle Morales-Espejel [80]; (e) Porovnání míry útlumu prvních tří modelů dle tab. 5.5.

Zaměřme se na detailnější rozbor jednotlivých částí modelu:

- **Změna amplitudy PŘ** (AR) je ve všech modelech v podobné formě, vyjádřena v komplexní rovině definující změnu amplitudy a fáze. V případě zahrnutí stlačitelnosti maziva vystupuje ve vztahu modul pružnosti maziva B, za pracovního tlaku, který se běžně pohybuje mezi 1 až 10 GPa. Obecně je nutné do patřičných vztahů dosazovat efektivní hodnoty viskozity η_x, η_y dle libovolného modelu reologie. V některých případech jsou vztahy upraveny s uvažováním Eyringova modelu (ve vztahu vystupuje napětí τ_0). Ve srovnání s čistým valením je průběh křivky obdobný (obr. 5.7a), pouze amplitudový útlum je všeobecně vyšší za podmínek valení s částečným skluzem a tím je křivka posunuta více doleva.
- **Amplituda KV** h_c/A_i je komponenta, která dlouho nebyla popsána jednoduchou analytickou formulí. Hooke [51], [53] prezentoval semi-analytické řešení, které pro získání amplitudy obnáší řešení Reynoldsovy rovnice pro vtok do kontaktu s dosazenou harmonickou vlnou. Teprve Morales-Espejel [80] v roce 2010 publikoval odlišný způsob, který analyticky popisuje tzv. celkovou amplitudu (obr. 5.7b) obsahující jak amplitudu PŘ, tak i KV. Výsledná křivka

amplitudy KV je zobrazena na obr. 5.7c.

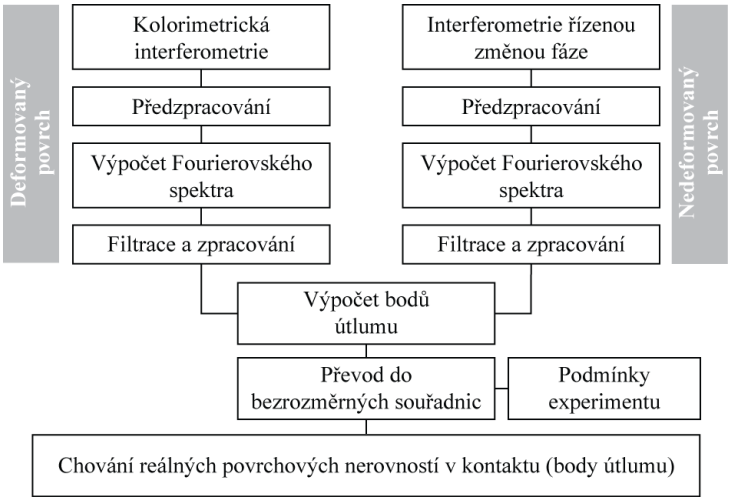
- **Míra útlumu KV** β je exponenciální faktor změny amplitudy KV v závislosti na vzdálenosti KV od vtoku do kontaktu. Modely jedna až tři prezentují různě komplikovaný a zároveň zjednodušující postup výpočtu. Obecná závislost míry útlumu KV je znázorněna na obr. 5.7d a je opačná k amplitudovému útlumu, tj. dlouhé vlnové délky mají menší míru útlumu KV, naopak u krátkých vlnových délek je hodnota tak vysoká, že se utlumí okamžitě ve vtokové oblasti. Porovnání průběhů změny amplitudy na vzdálenosti b vyjádřená jako $\exp(-\beta b)$ pro zmíněné modely je znázorněno na obr. 5.7e.
- **Vlnová délka KV** λ_c závisí na skluzovém poměru u/v. Teoreticky se v průběhu průchodu kontaktem mění, ale změna je malá [53] a proto ji lze považovat za konstantní. Je definována vztahem $\lambda_c = \lambda \cdot u/v$, nebo pro vlnočet $\omega_c = \omega \cdot v/u$.

Tab. 5.5 Modely amplitudového útlumu pro podmínky valení s částečným skluzem.

Autoři	Komentář	Model
Hooke 2005 [50]	1D model, nestlačitelná kapalina	$Q = \frac{12}{\pi^2}\frac{\eta_x \Delta u \lambda^2}{E' h^3}$, nebo $Q = \frac{6}{\pi^2}\frac{\tau_0 \lambda^2}{E' h^2}$, $AR = \frac{1}{1-iQ}$. $F = 2\pi \left\|1 - \frac{v}{u}\right\| \left(\frac{v}{u}\right)^3$ $\beta = \frac{F}{\|Q\|}\frac{1}{\lambda}$, $\lambda_c = \lambda\frac{u}{v}$, h_c/A_0 není obsaženo
Hooke 2006 [51]	1D model, stlačitelná kapalina	$Q = \frac{12}{\pi^2}\frac{\eta_x \Delta u \lambda^2}{E' h^3}$, nebo $Q = \frac{6}{\pi^2}\frac{\tau_0 \lambda^2}{E' h^2}$, $C = \frac{\pi E' h}{2B\lambda}$, $AR = \frac{1-iCQ}{1-iQ-iCQ}$. $\frac{i}{Q_c}\left(\frac{\psi}{\omega_c}\right)^3 = \left(\frac{\psi}{\omega_c} - 1\right)\left(1 + C_c\frac{\psi}{\omega_c} - 1\right)$, $Q_c = \frac{Q}{(v/u)^2(v/u-1)}$, $C_c = \frac{v}{u}C$, $\psi = \omega_d - i\beta$, $\omega_d \approx \omega_c$, $\omega_c = \omega\frac{v}{u}$, $\lambda_c = \frac{2\pi}{\omega_c}$, h_c/A_i semi-analytické řešení
Hooke 2007 [53]	2D model, stlačitelná kapalina	$Q = \text{sign}(\Delta u)\frac{6}{\pi^2}\frac{\tau_0 \lambda^2}{E' h^2}\frac{\cos(\theta)}{\cos^2(\theta)+V\sin^2(\theta)}$, $C = \frac{hE'\kappa}{4B}$, $\kappa = \sqrt{\xi^2+\omega^2}$, $\lambda = 2\pi/\kappa$, $\cos(\theta) = \omega/\kappa$, $\sin(\theta) = \xi/\kappa$, $V = \eta_x/\eta_y$ $AR = \frac{1-iCQ}{1-iQ-iCQ}$. $\psi = \omega_c + i\frac{E' h^3 \Omega}{48u}\frac{[(\psi^2/\eta_x)+(\xi^2/\eta_y)]}{[1+(E' h\Omega/4B)]}$, $\omega_c = \omega\frac{v}{u}$, $\lambda_c = \frac{2\pi}{\omega_c}$, h_c/A_i semi-analytické řešení
Morales-Espejel 2010 [80]	2D model, stlačitelná kapalina, amplituda komplementární vlny	$Q = \frac{48}{E' h^3}\frac{\Delta u \omega_c}{\kappa[(\omega^2/\eta_x)+(\xi^2/\eta_y)]}$, $C = \frac{hE'\kappa}{4B}$, $\kappa = \sqrt{\xi^2+\omega^2}$, $\lambda = 2\pi/\kappa$, $\eta_x = \frac{\eta}{\cosh(\tau_m/\tau_e)}$, $\eta_y = \frac{\eta(\tau_m/\tau_e)}{\sinh(\tau_m/\tau_e)}$, $AR = \frac{1-iCQ}{1-iQ-iCQ}$. $\nabla_{nn} = 0,8\nabla_2\left(\frac{1+\sum}{2}\right)^{0,1+0,5K}$, $K = 1 - \tanh\left(0,25\frac{\|Q\|}{\nabla_2}\right)$, $h_t = \frac{A_i}{1+0,15\nabla_{nn}+0,015\nabla_{nn}^2}$, $\omega_c = \omega\frac{v}{u}$, $\lambda_c = \frac{2\pi}{\omega_c}$, $h_c = h_t - A_d$

5.3 Analýza experimentálních dat

Podstata zpracování (obr. 5.8) je založena na rozkladu změřených dat, totožného nedeformovaného a deformovaného místa na kuličce s povrchovými nerovnostmi pomocí Fourierovy transformace a následné porovnání získaných spekter. Jako poslední krok je potřeba uplatnit podmínky experimentu a převést výsledky do bezrozměrných souřadnic, aby je bylo možné porovnat s teorií. Přesto že detailní informace o analýze a simulaci chyb jsou uvedeny v Článek I–kapitola 3, budou zde zmíněny podstatné skutečnosti.



Obr. 5.8 Základní schéma zpracování dat.

Při in-sitů měření je v obou fázích měření využíváno velké množství stejného technického vybavení, i přesto je nutné se zabývat zdroji chyb. A proto dále následuje detailní rozbor vlivů uvažovaných zdrojů chyb na přesnost získaných výsledků popsaným zpracováním.

5.3.1 Simulace chyb

Pro zvolení správného přístupu ke zpracování a především pro možnost hodnotit dopady jednotlivý zdrojů chyb na výsledky, bylo nutné provést simulace chyb. Těmito simulacemi byla prověřena a dle výsledků simulací vhodně upravena navržená metodika zpracování.

Simulace byly provedeny na modelovém povrchu, který byl složen z několika harmonických vln o různých (známých) hodnotách vlnových délek a amplitud. Tento povrch byl neměnný pro všechny provedené simulace a byl pokládán za původní topografii (ekvivalent výsledků měření PSI). Dále pro tento povrch byl spočítán přesný deformovaný ekvivalent dle modelu amplitudového útlumu (Článek I–obr. 7) simulující změřený povrch v kontaktu (náhrada za výsledky měření TFCI). Posléze na oba profily uvažovaného povrchu (Článek I–obr. 6) byly odděleně aplikovány chyby, které měli simulovat zdroje, které mohou ovlivňovat výsledek v reálném měření. Takto modifikované modelové povrchy vstupovaly do navrženého cyklu zpracování a získané výsledky byly konfrontovány s teoretickými body, dle kterých byla na začátku počítána deformace.

Výčet simulovaných chyb se zkráceným popisem

1. **Vliv aditivního šumu (Článek I–kapitola 3.1.1.).** Každý snímací prvek produkuje kromě signálu i jistou hladinu nahodilého signálu označovaného jako šum. Uvažován byl tzv. aditivní šum, který je nezávislý na hodnotě signálu a má gaussovo rozložení hustoty pravděpodobnosti. Míra šumu ve vyhodnocených výsledcích, i při použití stejné kamery pro obě měření, je závislá na dalších parametrech např. expozice, optická konfigurace a vlastnosti měřených materiálů a na způsobu vyhodnocení danou metodou. Proto bylo nutné uvažovat obecně jinou hodnotu šumu pro oba modelové povrchy vstupující do simulací.
2. **Vliv chyb ve vyhodnocení (Článek I–kapitola 3.1.2.).** Měření reálných povrchů je náročné také z důvodu specifického charakteru reálných nerovností, které obsahují náhlé změny ve výšce topografie. Pokud tyto změny překročí limity dané metody dojde ke špatnému vyhodnocení a to se projeví nahodilými přeskoky fragmentů profilů (často 1 až 2 pixely, viz Článek I–obr. 5a) o velkou hodnotu (např. 170 nm). Pro metodu PSI činí tento limit teoreticky $\lambda/4 \approx 150$ nm. U metody TFCI je odstup interferenčních řádů průměrně 160 nm. Zároveň na rozdíl od PSI, metoda TFCI nevyhodnocuje relativní změnu z více měření a proto může za jistých okolností změna o např. 80 nm být vyhodnocená opačným směrem než ve skutečnosti má být. Popisovaná chyba byla simulována jako nahodilý posun části průběhu o náhodné šířce a o náhodnou hodnotu (vše v určitých limitech). Přičemž celková změněná část pokrývala pouze několika procentní zlomek profilu a toto procento bylo různé pro obě metody.
3. **Vliv pohybového rozmazání (Článek I–kapitola 3.1.3.).** Kvantitativní zpracování měření reálných nerovností může být ovlivněno pohybovým rozmazáním způsobeným dlouhým expozičním časem. Celkově byla snaha nastavit expozici takovou, aby pohyb nerovnosti během její doby byl menší než je optická rozlišitelnost použitého objektivu (řádově 1 μm). I přesto, z důvodů technických limitů zařízení, bylo v některých případech nutné nastavit expozici delší, aby mohlo být měření realizováno. Simulovaná chyba byla provedena průměrováním šesti sousedních bodů, což odpovídá přibližně 3 μm při experimentech s tříčipovou CCD kamerou.

Závěry ze simulací pro návrh způsobu filtrování

- **Aditivní šum (Článek I–obr. 8)** může negativně ovlivnit hodnotu amplitudového poměru, především pokud jsou oba vstupní soubory dat ovlivněny rozdílnou mírou šumu. Dle výsledků simulací, navržené prahové filtrování významně redukuje vliv šumu za předpokladu, kdy signál má dostatečný odstup od šumu. Zároveň však může dojít k odfiltrování některých složek a tím se redukuje množství výsledných dat pro další zpracování.
- **Chyby ve vyhodnocení (Článek I–obr. 11)** jsou zdrojem výrazných ovlivnění a opět pokud je v obou souborech dat obsaženo různé množství této chyby, dojde ke zkreslení hodnoty amplitudového poměru. Filtrování není schopné redukovat tuto chybu, což se projevilo především u dlouhých vlnových délek

a proto bylo přistoupeno ke korekci dat viz následující kapitola.

- **Pohybového rozmazání (Článek I–obr. 13)** dle očekávání zkresluje amplitudový poměr nejkratších vlnových délek. Střední a dlouhé vlnové délky jsou postiženy hlavně roztažením jinak bodový hodnot do okolí. Filtrování tento efekt redukuje, není však schopné omezit zkreslení (redukci hodnot) v oblasti krátkých vlnových délek. Cestou pro redukci tohoto efektu je nastavení dostatečně krátké expozice, v případě pokud to není možné připustit ztrátu dat ve zmíněné oblasti. Připuštění rozmazání 1 μm vede na teoretický expoziční čas $t_{exp} = 1\ \mu\text{m}/v$, kde v je rychlost povrchu s nerovnostmi.

5.3.2 Korekce experimentálních dat a způsob filtrace

Z výsledků simulací vyplynulo, že lokální přeskoky, které jsou vyobrazeny v Článku I na obr. 5a a popsány v kapitole 5.3.1, mohou významně ovlivnit výsledky. Proto bylo přistoupeno k navržení algoritmu, který si kladl za cíl minimalizovat tyto chyby korekcí již ve fázi předzpracování před aplikací FFT. Zároveň však bylo nutné zajistit, aby korekcí nebyly ovlivněny výsledky. Druhou podmínku bylo možné s velkou mírou splnit díky charakteru chyb, které vykazovaly lokální přeskoky často o šířce 1 až 2 pixely (mimochodem také optická rozlišitelnost mnohdy znemožňuje reálný výskyt takových míst v měření) a také konzervativním naladěním algoritmu. Byl navržen přístup, který sleduje lokální diference z bodu na bod (Článek I–obr. 5b). Aby došlo ke korekci musejí být splněny dvě podmínky, zaprvé hodnota diference musí překročit nastavenou hodnotu. Zadruhé pro danou hodnotu diference musí být nalezena opačná a zároveň podobně velká hodnota diference v blízkém okolí (Článek II–obr. 5b).

Dále je z výsledků patrné, že zdroje chyb mohou posunout lokální hodnoty vyhodnoceného útlumu nahoru nebo dolů, díky rozdílné míře chyby v obou měřeních, a tak negativně ovlivnit výsledky. Proto bylo nutné přistoupit k filtrování analyzovaných spekter ještě před jejich dělením. Postup filtrování byl založen na úvaze, která obecně předpokládá chyby řádově menší než je hodnota signálu. Frekvenční spektrum modelovaného aditivního šumu má přibližně rovnoměrně distribuovanou amplitudu a proto může ovlivňovat všechny frekvenční hladiny (vlnové délky) přibližně stejnou měrou. Zároveň profily reálných povrchů obsahují harmonické složky s velikostí amplitudy srovnatelnou s velikostí amplitudy šumu (Článek I–obr. 9). V těchto místech má šum podstatný vliv a ten může být ještě zesílen pokud uvážíme skutečnost, že hodnoty amplitudy jsou děleny mezi sebou. Proto byl navržen způsob filtrování založen na prahování, tj. filtrovány jsou všechny ty harmonické složky s hodnotou amplitudy pod nastavenou hladinou prahu (další detaily viz Článek I–kapitola 3).

Poslední přístup, který efektivně vedl k redukci chyb bylo průměrování. Teoreticky jsou možné dva způsoby průměrování pokud máme za úkol spektrálně analyzovat oblast např. 128x128 bodů původního a deformovaného povrchu, přičemž chceme použít 1D Fourierovu transformaci a jít po jednotlivých řezech:

1. Pro každý řez provést FFT původního a deformovaného profilu, výsledné spektra mezi sebou podělit, toto opakovat pro každý řez a získané poměry amplitud poté průměrovat.

2. Pro všechny řezy oblasti provést FFT původních a deformovaných profilů, výsledné spektra odděleně průměrovat. Výsledné průměrné spektra na závěr podělit.

V algoritmu zpracování byl zvolen druhý způsob, protože první výrazněji propaguje chybu do výsledku. Pro ilustraci uvažujme deset párů vzorků $A_{1..10} = 1..10$, $B_{1..10} = 2..20$, přičemž série $A_{1..10}$ je zatížena stejnou chybou 15 % střední hodnoty (tj. 0,75), druhá série $B_{1..10}$ je bez chyby. Amplitudový poměr v této modelové situaci pro všechny vzorky je shodně 50 %. Pak v případě 1. lze vyhodnocení amplitudového poměru a relativní chyby zapsat jako

$$AR_1 = \frac{1}{10} \sum_{i=1..10} \frac{A_i}{B_i}, \qquad \delta_1 = \frac{|0,5 - 0,454|}{0,5} \doteq 9,3\ \% \tag{5.10}$$

a v případě 2. dostaneme

$$AR_2 = \frac{\sum_{i=1..10} A_i}{\sum_{i=1..10} B_i}, \qquad \delta_2 = \frac{|0,5 - 0,468|}{0,5} \doteq 6,4\ \% \tag{5.11}$$

Tedy oba přístupy v tomto modelovém případě vykazují rozdílnou chybu výsledku.

5.3.3 Modifikace pro podmínky valení s částečným skluzem

Také zde jsou detailní informace zmíněny v Článku II–kapitola 2.4. a 2.5. Za podmínek valení s částečným skluzem (viz rešerše kap. 2.2.2 a zhodnocení kap. 3) je nutné pro popis chování povrchových nerovností uvažovat dvě komponenty (PŘ a KV). Dle dostupných pramenů je možné v limitech linearity oba efekty studovat odděleně [53].

Cílem zpracování, bylo extrahovat z měřených dat složku KV a analyzovat její amplitudu. Pro původní topografii povrchu byla spočtena predikce PŘ složky dle vztahů 3 a 4 viz Článek II. Získaná matice hodnot byla posléze odečtena od změřených dat v kontaktu. Před odečtením bylo nutné obě matice na sebe sesadit. K tomuto účelu bylo vhodné využít výrazný prvek původní topografie povrchu, který se ani pod vysokým zatížením v kontaktu podstatně nemění (v konkrétním řešeném případě to byla hluboká rýha). Po odečtení byla získána residuální tloušťka, která byla podrobena analýze.

Aby tato analýza byla možná, bylo nutné přijmout následující zjednodušení:

- Zpracování bylo provedeno ve směru valení v sérii řezů, které byly průměrovány. Bylo využito 1D transformací a tedy byly zanedbány jakékoliv boční efekty. Toto zjednodušení bylo podpořeno volbou přibližně jedné čtvrtiny v centrální oblasti kontaktu.
- Amplituda KV byla předpokládána za konstantní v průběhu průchodu kontaktem, tedy byl předpokládán nulový koeficient útlumu β. Toto zjednodušení je přijatelné pro několik nejdelších vlnových délek, pro které je útlum dle teorie malý (viz obr. 5.7d).
- Ačkoliv při výběru oblasti byla snaha vyhnout se místům s velkou drsností i přesto ve zvolené oblasti se vyskytují místa, která výrazně překračují limit lineárního chování modelu.

Dále bylo nutné mírně modifikovat algoritmus zpracování, po výpočtu FFT a filtraci bylo nutné změnit frekvenční škálu spektra KV. Proto aby byla reflektována skutečnost, kdy původní harmonická nerovnost o vlnočtu ω generuje KV složku o vlnočtu $\omega_c = \omega \cdot v/u$.

5.4 Postup výpočtu predikce

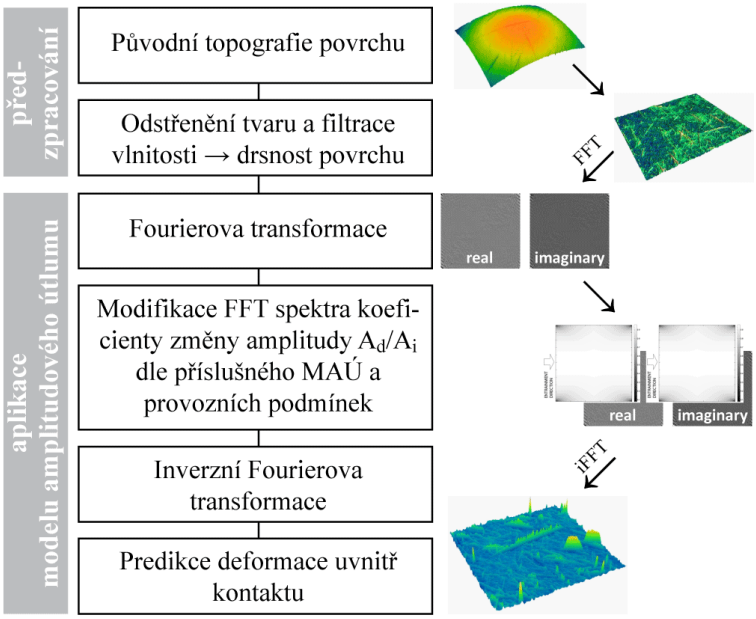
Spojení modelu amplitudového útlumu, s možností rozložit reálný povrch na spektrum harmonických komponent pomocí Fourierovy transformace umožňuje predikovat deformaci reálných povrchů v EHD kontaktu. Následující odstavce uvádí postup a specifika výpočtu. Obecně není výpočet nikterak náročný a s využitím současné výpočetní techniky je čas výpočtu predikce pro povrch o jemnosti 1024x1024 bodů v řádu desetin až jednotek sekund.

Podmínky čistého valení

Na obr. 5.9 je zobrazeno schéma postupu výpočtu predikce s uvažováním dvourozměrné drsnosti povrchu. Vstupní soubor dat tvoří matice hodnot (nebo vektor v případě 1D úlohy) reprezentující topografii povrchu. Z metrologického hlediska je topografie tvořena třemi složkami tvarem, vlnitostí a drsností. Tyto složky odlišuje různá vlnová délka, drsnosti reprezentují nejkratší vlnové délky, vlnitost střední a tvar obvykle dlouhé vlnové délky, ale zde mohou být i výjimky. Model amplitudového útlumu popisuje chování harmonických složek o vlnových délkách menších než je rozměr kontaktu. Vlnové délky výrazně větší než tento limit ovlivňují parametry celého kontaktu (např. poloměr křivosti). Proto je vhodné před samotným výpočtem predikce provést předzpracování, které obnáší proložení topografie vhodnou plochou pro odstranění tvaru a filtrace vlnitosti s nastavení vlnové délky na rozměr kontaktní oblasti. Přesný limit však dosud nebyl v literatuře vyšetřen. Následuje hlavní části postupu, výpočet Fourierovy transformace (rychlá verze FFT, nebo DFT) např. v softwaru MATLAB. Obvykle je FFT (DFT) algoritmus naprogramován s využitím komplexní exponenciály a eulerova zápisu harmonických funkcí. Proto je výsledkem transformace matice komplexních hodnot, kde absolutní hodnota každého prvku určuje amplitudu a fáze je definována jako úhel mezi kladnou reálnou osou a spojnicí počátku s komplexním číslem v komplexní rovině. Tedy pro komplexní číslo ve tvaru $z = a + bi$ je amplituda $A = \sqrt{a^2 + b^2}$, fáze $\varphi = \arctan(b/a)$. Dalším krokem je výpočet koeficientů změny amplitudy (amplitudový poměr) A_d/A_i dle konkrétního modelu (viz tab. 5.4, nebo tab. 5.3) s uplatněním provozních podmínek. Pokud model uvažuje změnu fáze je poměr A_d/A_i komplexní číslo. Posléze jsou jednotlivé komponenty původního FFT spektra vynásobeny příslušnými poměry A_d/A_i. Posledním krokem je inverzní Fourierova transformace (iFFT) modifikovaného spektra. Reálné část výsledku iFFT tvoří predikci.

Podmínky valení s částečným skluzem

Pro tyto podmínky je nutné spočítat komponentu PŘ a KV, které popisují komplexní chování nerovností. Postup pro predikci složky PŘ je obdobný jako v případě



Obr. 5.9 Schéma postupu výpočtu predikce změny topografie obecných nerovností pomocí modelu amplitudového útlumu.

postupu pro podmínky čistého valení, pouze je nutné použít jiný model z tab. 5.5. V případě komplementární vlny (KV) je postup následující. Využít lze spektrum původní topografie spočtené při predikci PŘ složky. V systému MATLAB při použití funkce „fft“ je nutné komplexní hodnoty upravit podělením velikostí dat vstupujících do FFT.

$$A_{iu} = \frac{A_i}{N}, \tag{5.12}$$

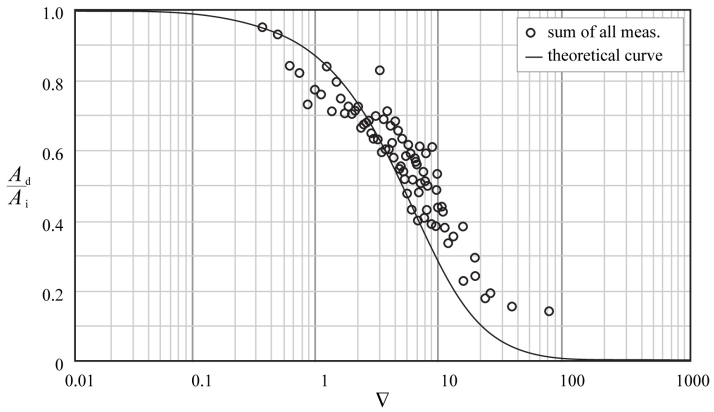
kde A_{iu} je upravená amplituda (fáze), A_i je amplituda a fáze harmonické složky původní topografie a N je počet prvků vstupujících do FFT. Tato úprava je nutná pro získání skutečné velikosti amplitudy (FFT algoritmy běžně tuto modifikaci automaticky neprovádí). Dále je hodnota A_{iu} násobena amplitudovým poměrem KV $h_c = A_{iu}(h_c/A_i)$ např. dle Morales-Espejel [80] viz tab. 5.5. Získaná hodnota amplitudy KV h_c pak vystupuje ve vztahu 2.19, který se využívá pro predikci složky KV. Je nutné provést sumaci příspěvků jednotlivých harmonických složek KV dokud míra útlumu $\exp(-\beta * b)$ není natolik výrazná, že zahrnování dalších složek již prakticky nemění výsledný průběh KV. Při velikosti dat $N = 512$ bodů je běžný počet zahrnutých složek do 50.

6 VÝSLEDKY

6.1 Chování povrchových nerovností za podmínek čistého valení

Analýzou chování reálných povrchových nerovností za podmínek čistého valení se zabývá Článek I viz příloha. Cílem bylo extrahovat z měřených dat topografie povrchu a tloušťky mazacího filmu změnu amplitudy jednotlivých harmonických složek reálného povrchu a porovnat výsledné body amplitudového poměru s teoretickým modelem. K měření byla použita experimentální aparatura a metody dle kapitoly 5.1 a získaná data analyzována postupem popsaným v kapitole 5.3. Následuje stručný souhrn výsledků prezentovaných v Článku I.

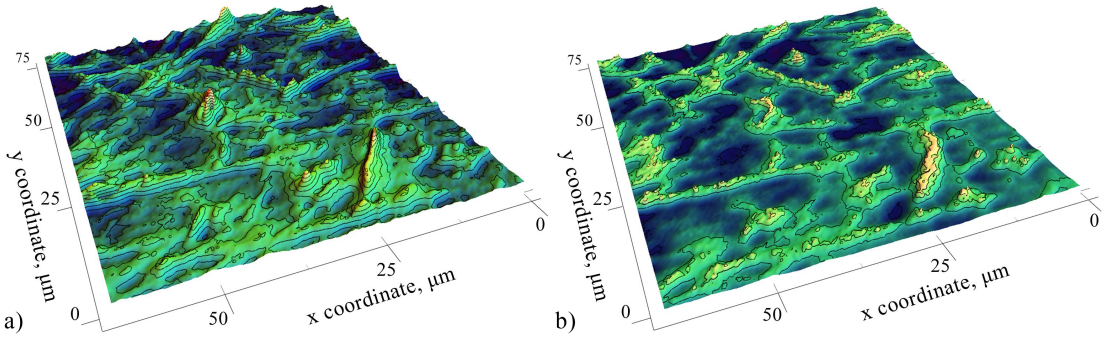
První experimenty zmíněné v Článku I byly realizovány Křupkou [103]. Při experimentech bylo použito mazivo SR600 (parametry v tab. 5.2), aplikováno zatížení 28 N, které odpovídalo maximálnímu Hertzově kontaktnímu tlaku 0,53 GPa a poloměru kontaktu 159 μm, měřeny byly tři rychlosti dle Člának I–tab.4 (Ball No.1). Povrch kuličky je zobrazen na Článek I–obr.1. Porovnání profilů pro dvě rychlosti a původní topografii povrchu je zobrazeno na Článek I–obr. 14. Ve výsledcích lze nalézt oblasti, které naznačují tendenci se utlumovat tak, jak predikuje princip amplitudového útlumu. Místa, které jsou reprezentovány dlouhými vlnovými délkami, se utlumují mnohem více, než ty které jsou tvořeny krátkými vlnovými délkami. Následně byly data analyzována popsanou metodikou a porovnána s modelem amplitudového útlumu. Dle výsledků (Článek I–obr. 15) je zřetelný symetrický rozptyl bodů amplitudového poměru okolo teoretického modelu. Body však pokrývají pouze oblast před úplnou relaxací deformace, tj. hodnoty A_d/A_i od 0,4 po 0,95.



Obr. 6.1 Součet výsledků všech šesti experimentů prezentovaných v Článku I.

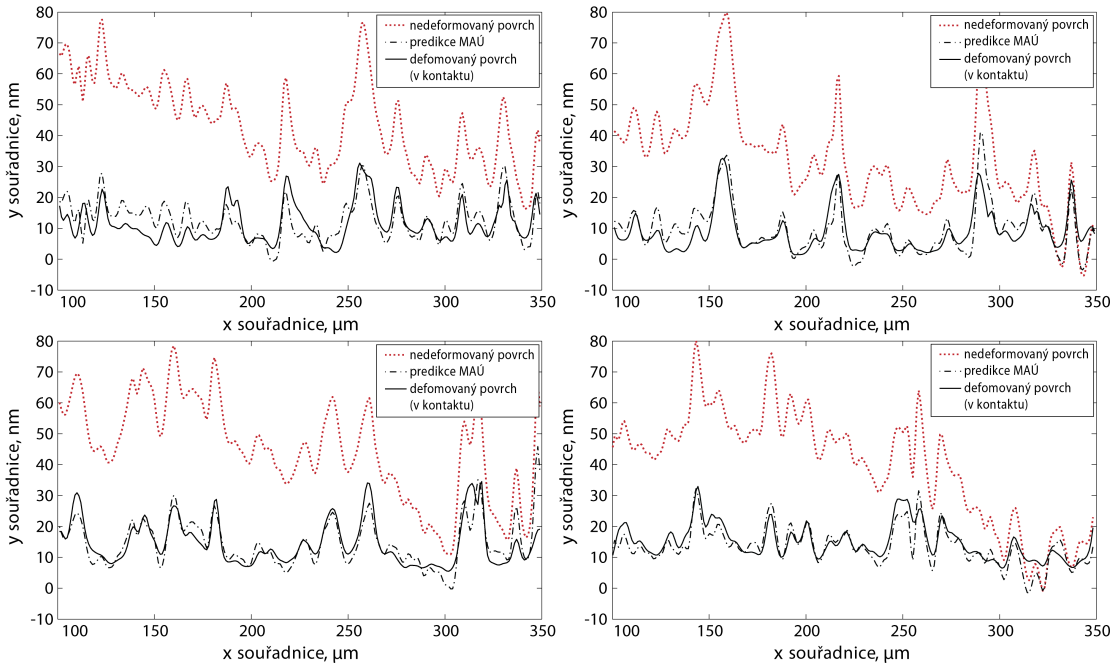
S ohledem na zmíněné skutečnosti a ve snaze získat experimentální data v pravé části teoretické křivky, byl v další sérii experimentů navýšeno zatížení na hodnotu 58 N, použito mazivo LSBS (parametry v tab. 5.2) a realizovány experimenty při třech rychlostech přibližně o řád nižších než při prvních experimentech. Maximální Hertzův tlak činil 0,61 GPa a kontaktní oblast měla poloměr 196 μm. Zatížení bylo

navýšeno pro dosažení větší kontaktní oblasti a zahrnutí tak větších vlnových délek do analýzy, rychlost byla snížena pro snížení hodnoty parametru ∇_1.



Obr. 6.2 a) Nedeformovaný povrch mimo kontakt b) Deformovaný povrch uvnitř kontaktu.

Součet všech výsledků a jejich porovnání s teoretickým průběhem je znázorněno na obr. 6.1(nebo Článek I–obr. 18). Shodu s teoretickým modelem lze s přihlédnutím k měření povrchu s reálnými nerovnostmi hodnotit jako dobrou. Pouze body ve střední a levé oblasti jsou buď lehce posunuty doprava, což může být zapříčiněno např. nepřesnostmi v experimentálních podmínkách, nebo získaný poměr amplitud je větší než model předpovídá. Dále pro nejdelší vlnové délky byl vyhodnocen minimální amplitudový poměr 0,15. Celkově lze odchylky hodnotit jako malé, další hodnocení je obsaženo v kapitole 7.

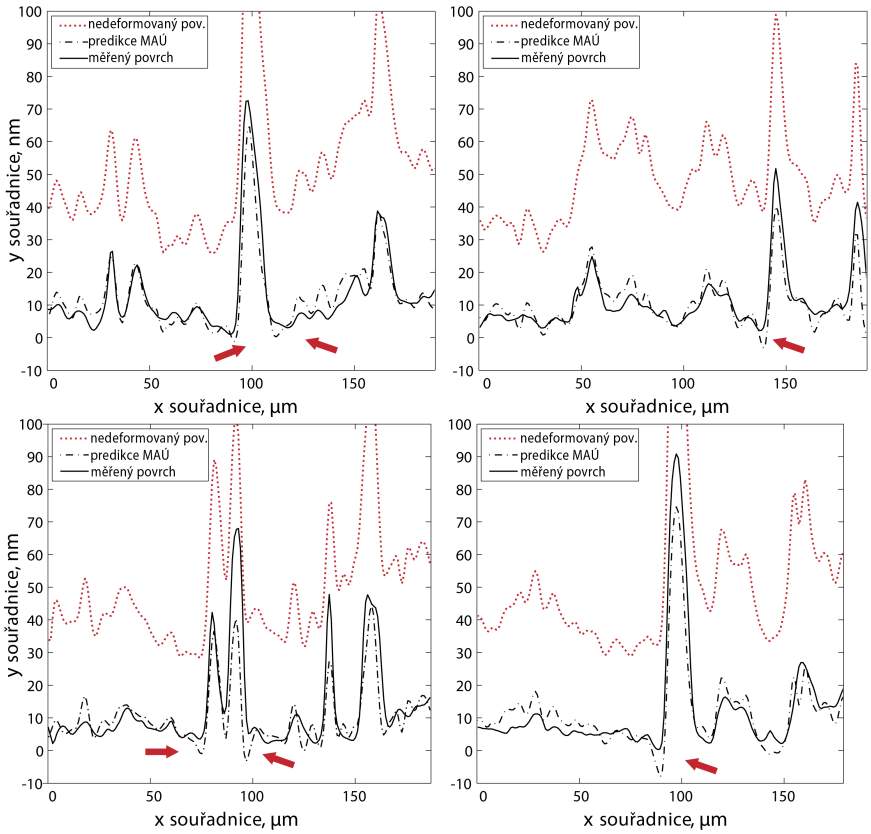


Obr. 6.3 Porovnání nedeformovaného profilu povrchu, predikce pomocí MAÚ a výsledků měření povrchu v kontaktu.

Předešlé experimentální výsledky velmi dobře korespondují s teorií. Zároveň však v postupu analýzy byly uplatněny korekce vstupních dat, filtrace a průměrování.

Proto, bylo provedeno porovnání predikce dle MAÚ s měřením. Ze srovnání tohoto typu lze lépe hodnotit míru lokální shody a poukázat na odlišnosti lineárního modelu od reálného chování (limity linearity). A také konfrontovat aplikaci teoretického modelu s konvenčními přístupy.

Pro porovnání byly použity povrchy popsané v Článku I–obr. 1, 2 a aplikovány podmínky dle Článek I–tab. 2. Na obr. 6.2 je zobrazena původní topografie povrchu a totožný povrch změřený uvnitř kontaktu. Za základě původní topografie byla spočtena predikce dle postupu popsaného v kapitole 5.4. Využit byl model Lubrecht-Venner [32], [28] využívající parametr ∇_2 a křivku dle vztahu 2.8. Porovnání profilů původní topografie predikce a měření v kontkatu je zobrazeno na obr. 6.3. Aby byly profily lépe čitelné, byly vyhlazeny Gaussovým konvolučním filtrem o velikost jádra 2 µm a predikce byla posazena na takovou výšku, aby si odpovídaly střední čáry profilu tloušťky a predikce. Souhrnně je shoda predikce s reálným měření na dobré úrovni. Ovšem lze nalézt místa, kde se výsledky více či méně liší. Především v některých místech je patrné lokální podhodnocení, které je s největší pravděpodobnosti způsobeno lokální nelineární odezvou nerovností za daných podmínek.



Obr. 6.4 Porovnání nedeformovaného profilu povrchu, predikce pomocí MAÚ a výsledků měření povrchu v kontaktu.

Obdobné efekty jsou patrné také v porovnání viz obr. 6.4. V experimentech bylo měřeno místo na kuličce 2 (Ball No. 2) viz Článek I–obr. 2, které obsahuje hlubší rýhy. Predikce byla vypočtena stejným způsobem. I v tomto případě lze vidět obdobné efekty lokálního podhodnocení (šipky). Zároveň v místech těchto efektů model predikuje do jisté míry větší deformaci než ukazuje měření. Větší odchylky

uvnitř některých především špičatých rýh mohou být ovlivněny nižší rozlišitelností metody TFCI. Celkově však predikce poskytuje dobrý odhad deformace nerovností a odchylky lze hodnotit jako malé vzhledem k tomu, že byl studován případ, kdy lokální poměr velikosti nedeformované nerovnosti a střední tloušťky maziva se blížil hodnotě deset. Limity linearity jsou dále diskutovány v kapitole 7.

Tab. 6.1 Globální parametry původního povrchu, predikce dle MAÚ a měření v kontaktu.

Povrch	Ra	Rq	Rsk	Rku	parametr mazání Λ
původní povrch	$10,7$ nm	$14,1$ nm	$-1,2$	5	$1,44$
predikce dle MAÚ	$4,8$ nm	$6,8$ nm	$-1,22$	$6,6$	$3,12$
povrch v EHD kontaktu	$4,4$ nm	$5,7$ nm	$-1,17$	$4,2$	$3,41$

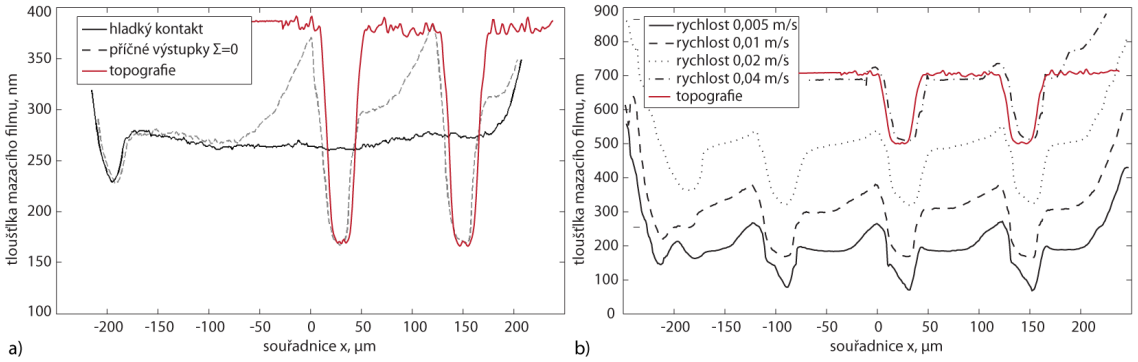
Kromě lokálního hodnocení shody profilů, lze posuzovat shodu globálních parametrů. Byly vyhodnoceny amplitudové parametry Ra, Rq, Rsk, Rkua parametr mazání $\Lambda = h_{mean}/Rq$ z analyzované oblasti. Hodnoty pro původní povrch, predikci a měřený povrch uvnitř kontaktu jsou zaznamenány v tab. 6.1. Rozdíl v parametru Ra je menší než 10 %. Parametr šikmost Rsk se zásadně nemění. Rozdílný trend je znatelný u parametru špičatosti Rku, kde hodnota pro predikci je vyšší a naopak pro měření nižší v porovnání s původní hodnotou. Toto chování lze vysvětlit principem MAÚ, podle kterého se dlouhé vlnové délky utlumují více než krátké, tím v predikci relativně roste význam krátkých vlnových délek, které tvoří špičaté rýhy a výstupky. Výsledkem je nárust parametru Rku. U měření tloušťky pomocí metody TFCI lze očekávat nižší rozlišitelnost než u metody PSI a proto tentýž povrch uvnitř kontaktu obsahuje menší množství detailů, což může mít za následek snížení hodnoty Rku u měřeného povrchu v kontaktu. Parametr mazání Λ je postihnut predikcí s relativní chybou 10 %, přičemž hodnota pro predikci a měření je vyšší než tři, což je obecně pokládáno za mez přechodu na smíšený režim mazání. Parametr Λ dle konvenční definice dává hodnotu $1,44$, tedy předpokládá smíšený režim mazání, který však nebyl pozorován. Celkově predikce dle MAÚ poskytuje dobrý odhad všech globálních parametrů a při její aplikaci lze daleko přesněji postihnout reálné hodnoty než při použití konvenčních postupů.

6.1.1 Chování modelových nerovností

Řada publikací se zabývá experimentálním studiem modelových nerovností a výsledky experimentů srovnává s MAÚ [61], [62], [63], [65], [66], [67]. Cílem této kapitoly je poskytnout některé nové informace o modelech uvažujících fázovou změnu a analyzovat výsledky postupem prezentovaným v této práci.

Měřena byla struktura sedmi povrchových výstupků o šířce 40 μm, výšce cca 200 nm a rozestupech 140 μm. Detailní pohled na topografii viz kapitola 5.1.3. Experimenty byly realizovány za podmínek čistého valení s mazivem 2400N a aplikováno zatížení 50 N odpovídající hodnotě $0,613$ GPa maximálního Hertzova tlaku

a poloměru kontaktní oblasti 197 µm. Na obr. 6.5a je zobrazen centrální řez tloušťky ve směru valení hladkého kontaktu, kontaktu s povrchovými výstupky a profil topografie výstupků. Rychlost valení činila 0,01 m/s. Z průběhů je patrná nesymetrická deformace, která se projevuje navýšením tloušťky filmu na vstupní hraně výstupku, která bude v dalším textu označována jako efekt vtlačeného filmu. Zvláštní je skutečnost, že lokální velikost hrany na její vstupní straně koresponduje s velikostí nedeformované topografie. Dále je znatelné navýšení střední tloušťky mazací vrstvy při vstupu nerovností do kontaktu. Na obr. 6.5b jsou vyneseny centrální řezy tloušťky pro čtyři rychlosti $0,005, 0,01, 0,02$ *a* $0,04$ m/s a profil nedeformované topografie. S nárůstem rychlosti a tím i střední tloušťky maziva dochází k pozvolnému odeznívání deformace výstupků a redukci efektu vtlačeného filmu. Pro nejvyšší rychlost $0,04$ m/s, kdy střední tloušťka maziva je více jak tři krát větší než původní výška nerovností, je velikost deformace a vtlačeného filmu prakticky nulová.

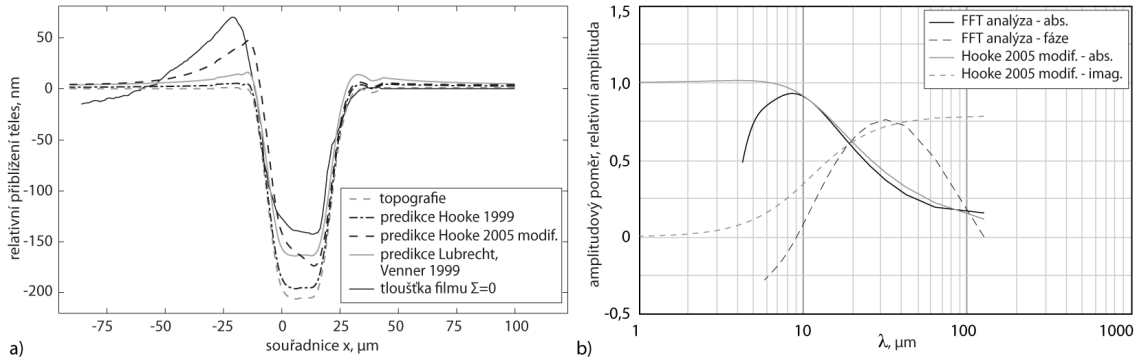


Obr. 6.5 a) Centrální řezy tloušťky hladkého kontaktu, kontaktu s příčnými nerovnostmi a původní topografie nerovností; b) Centrální řezy tloušťky kontaktu s příčnými nerovnostmi při čtyřech různých rychlostech valení.

Fázová změna

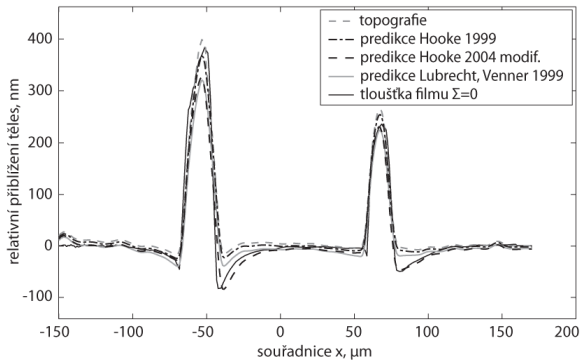
Hooke [36], [38] navrhl model, který uvažuje fázovou změnu povrchových nerovností (viz tab. 5.4). Křivka je definována v komplexní rovině, kde fázi lze určit jako argument komplexního čísla $\varphi = \arctan(Im/Re)$. Právě zahrnutí fázové změny do MAÚ, může teoreticky popsat nesymetrickou deformaci nerovností a efekt vtlačeného filmu.

Na obr. 6.6a je ukázáno porovnání centrálního profilu změřené tloušťky, původní topografie, predikcí dle modelů bez fázové změny (Hooke [29] a Lubrecht-Venner [28], [32], [33]) a modelu s fázovou změnou (Hooke [36]). Dle analýzy viz kapitola 5.2.1 se parametr ∇ liší od parametru ∇_2 o koeficient $\approx 3,63$ (viz vztah 5.5). Pokud je model Hooke [36] modifikován tímto koeficientem je výsledná predikce blíže výsledkům pozorovaným při měření. Průběh není zcela totožný a odchylky jsou především v levé části před vstupní hranou nerovnosti. Model v tomto případě zcela nevystihuje efekt vtlačeného filmu, ovšem relativní výška nerovnosti a celkový tvar je vystižen s dobrou přesností. Dále lze dle výsledků konstatovat, že parametr ∇ dle Hooke 1999 [29] podhodnocuje deformaci a odhaduje nižší útlum než byl experimentálně pozorován.



Obr. 6.6 a) Centrální profil relativní tloušťky mazací vrstvy, profil původní topografie příčných výstupků a predikcí dle Hooke [29], Lubrecht a Venner [28], [32], [33] a modifikovaný model Hooke [36]; b) Výsledky FFT analýzy měření tloušťky a topografie dle postupu popsaném v kapitole 5.3.

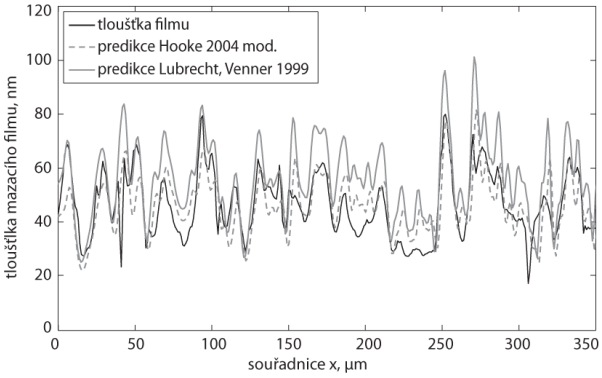
Profily viz obr. 6.6a byly dále analyzovány pomocí navrženého postupu (kapitola 5.3). Postup analýzy byl zaměřen nejen na vyhodnocení amplitudového poměru (tj. absolutní hodnoty), ale také na fázovou změnu. Pro její určení bylo nutné zpracování původního a deformovaného povrchu realizovat ve formě komplexních čísel. Z těchto spekter bylo posléze možno odděleně určit fázi $\varphi = \arctan(Im/Re)$ a jejich rozdílem získat fázový posun.



Obr. 6.7 Centrální profil relativní tloušťky mazací vrstvy, profil původní topografie dvojice příčných rýh a průběh predikcí dle Hooke 1999 [29], Lubrecht-Venner 1999 [28], [32], [33] a modifikovaný model Hooke 2005 [36]

Na obr. 6.6b jsou zobrazeny jak teoretické průběhy, tak experimentálně získané průběhy amplitudového poměru (hodnoty označené abs) a fázové změny (hodnoty označené fáze). Teoretický model je modifikovaná varianta dle Hooke [36]. Z porovnání je patrný velmi dobrý soulad teorie a experimentálních dat u absolutní hodnoty v rozsahu nejdelších až středních vlnových délek. U krátkých vlnových délek amplitudový poměr klesá pod teoretický průběh. Shoda fázové změny je řádově nižší, ačkoliv lze pozorovat obdobný trend, tak pro dlouhé vlnové délky fázová změna dle experimentu klesá k nule, oproti teorii, která se blíží hodnotě $\pi/4$. Také v krátkých vlnový délkách jsou patrné odchylky, kdy experimentální data klesají pod nulovou hodnotu oproti limitní hodnotě nula v případě teoretického průběhu. Nutno poznamenat, že výsledky v dlouhých vlnových délkách jsou citlivé na definování střední čáry obou vstupních profilů.

Autorem disertační práce byla vyslovena hypotéza, zda efekt vtlačeného filmu není spojen pouze s povrchovými výstupky, které díky svému tvaru mohou napomáhat vzniku tohoto efektu. Proto byly realizovány experimenty s příčně orientovanými rýhami (popis zhotovení viz kapitola 5.1.3). Zatížení bylo totožné jako v případě výstupků, rychlost činila $0,005$ m/s a bylo použito stejné mazivo 2400N. Centrální profil relativního rozložení tloušťky maziva, původní topografie a predikce dle stejných modelů jako v případě výstupku jsou obsaženy na obr. 6.7. Profil tloušťky i v tomto případě vykazuje asymetricitu, která je do vyšší míry než v případě výstupku postihnuta modelem Hooke 2005 [36]. Dále lze pozorovat odchylky mezi predikcemi a měřením u dna levé rýhy. Naopak dobrou shodu lze nalézt v případě pravé rýhy. Pouze model dle Hooke 1999 [29] je v případě levé rýhy blíže k výsledkům měření než u pravé, ovšem dle ostatních výsledků tento model spíše podhodnocuje deformaci. Je nutné konstatovat, že za daných podmínek byla střední tloušťka maziva přibližně 150 nm a hloubka rýh 280 nm a 400 nm, a proto poměr mezi tloušťkou maziva a velikostí nerovností činil až tři a byl jiný než v případě povrchových výstupků.



Obr. 6.8 Profil rozložení tloušťky mazací vrstvy, porovnán s profilem predikce s fázovou změnou Hooke 2005 [36] a bez fázové změny Lubrecht-Venner 1999 [28], [32].

Dosavadní výsledky nasvědčují tomu, že použití modelu s fázovou změnou lépe vystihuje reálné chování. Otázkou však zůstává zda a do jaké míry je toto pozorovatelné u reálných nerovností. Na tuto otázku se pokusí odpovědět experiment provedený s příčně orientovanými nerovnostmi, které byly uměle vyrobeny postupem dle kapitoly 5.1.3. Charakter povrchu se blíží charakteru reálných nerovností. Experimenty byly realizovány pří stejném zatížení jako v případě měření výstupků s použitím maziva SR600. Na obr. 6.8 je porovnán profil rozložení tloušťky s profilem predikce dle modelu bez fázové změny Lubrecht-Venner 1999 [28], [32] a modelu s fázovou změnou Hooke 2005 [36], korigovaného konstantou viz kapitola 5.2.1. Unášivá rychlost byla $0,0025$ m/s. Z průběhu nelze jednoznačně rozhodnout, který z modelů vykazuje vyšší shodu s měřením, proto byly rozdíly mezi predikcemi hodnoceny globálními parametry profilu, Ra, Rq, Rsk, Rku, dále pak kovariancí a průměrnou diferencí mezi predikcemi a měřenou tloušťkou. Průměrné hodnoty parametrů pro čtyři unášivé rychlosti $0,000625, 0,00125, 0,0025, 0,001$ m/s a výběr o velikosti 150×200 μm jsou vypsány v tab. 6.2. Porovnáním hodnot lze konstatovat, že model bez fázové změny poskytuje o něco málo lepší odhad než model predikce s fázovou změnou. Rozdíly jsou však natolik malé, že učinit tento závěr z prezentovaných dat

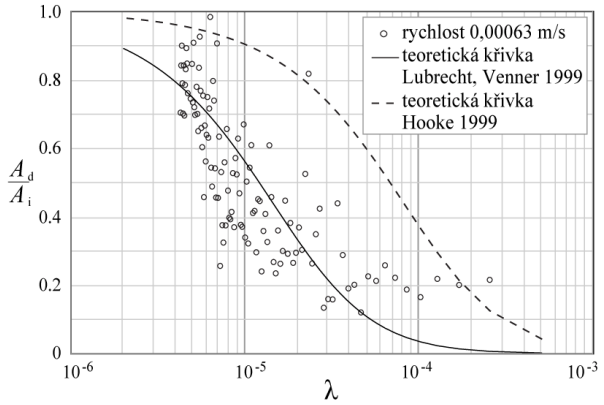
nemusí být zcela korektní. Lze říci, že rozdíl mezi modely s a bez fázové změny jsou na reálných nerovnostech velmi malé a uvažování fázové změny se žádným výrazným způsobem ať už na profilech, tak na zmíněných parametrech neprojevilo.

Tab. 6.2 Porovnání globálních parametrů původního povrchu, predikce dle MAÚ a měření v kontaktu pro příčně orientované nerovnosti; [1] - Kovariance daného povrchu s naměřenými daty tloušťky; [2] - Průměrná diference mezi daným povrchem a naměřenými daty tloušťky.

Povrch	Ra	Rq	Rsk	Rku	Kov.[2]	Dif.[2]
povrch v EHD kontaktu	5,1 nm	6,4 nm	0,81	3,67		
původní povrch	12,2 nm	20,3 nm	0,93	4,83	60	14 nm
Hooke 1999 [29]	9,1 nm	11,8 nm	0,50	3,59	56	6,8 nm
Lubrecht-Venner 99 [28], [32]	6,0 nm	7,6 nm	0,40	3,38	35	4,6 nm
Hooke 2005 [36]	6,3 nm	8,1 nm	0,37	3,42	37	5,0 nm

6.1.2 Chování podélně orientovaných povrchových nerovností

Jedna z oddělených otázek je vliv orientace nerovností na amplitudový útlum. Venner navrhl variantu křivky [32] (viz vztah 2.8), která zohledňuje orientaci. Poté lze teoreticky predikovat chování obecných a tedy i příčných nerovností.



Obr. 6.9 Výsledky FFT analýzy podélně orientovaných nerovností porovnané s teoretickým průběhem dle Hooke 1999 [29], Lubrecht-Venner 1999 [28], [32].

Jen málo experimentálních studií se zabývá podélně orientovanými nerovnostmi a srovnávají své výsledky s MAÚ [14], [39]. Z tohoto důvodu byl realizován experiment s podélně orientovanými nerovnostmi, které byly uměle vyrobeny. Také zde charakter výsledné struktury je podobný reálným nerovnostem. Navíc ve struktuře nejsou obsaženy výrazné rýhy a výstupky, které znesnadňují experimenty s použitím optických metod. Měření bylo realizováno při zatížení 50 N odpovídající hodnotě

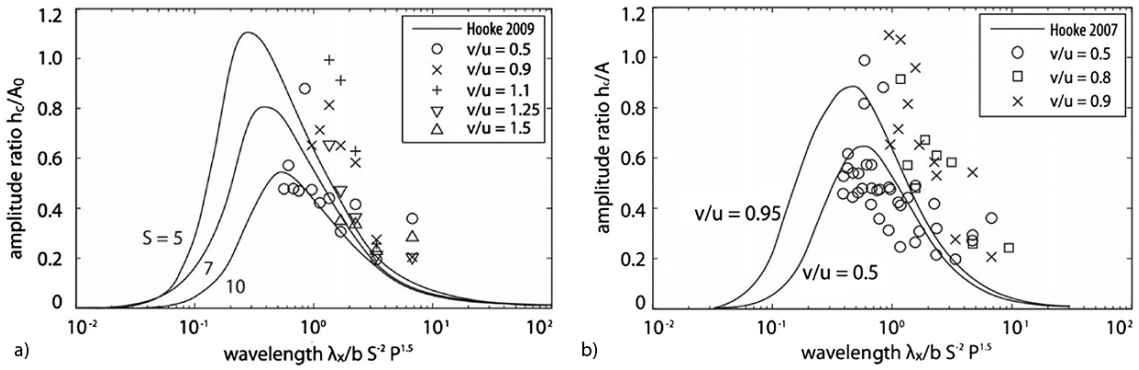
$0,613$ GPa maximálního Hertzova kontaktního tlaku a poloměru kontaktní oblasti 197 μm.

Získaná mapa rozložení tloušťky a topografie byla vyhodnocena postupem dle kapitoly 5.3 a získané body amplitudového útlumu porovnány s teoretickým průběhem použitím parametru ∇ a ∇_2. Výsledky pro unášivou rychlost $0,00063$ m/s jsou prezentovány na obr. 6.9. Vyhodnocené body dobře korespondují s variantou křivky využívající parametr ∇_2 v oblasti středních až krátkých vlnových délek (střed až levá část křivky). Vyšší rozdíly lze pozorovat u nejkratších vlnových délek a také u nejdelších vlnových délek, kde experimentální hodnota amplitudového útlumu klesla nejníže na cca $0,2$. Křivka dle parametru ∇ je posunuta doprava od vyhodnocených bodů, což je ve shodě s předchozími výsledky.

6.2 Chování povrchových nerovností za podmínek valení s částečným skluzem

Analýzou chování reálných povrchových nerovností za podmínek valení s částečným skluzem se zabývá Článek II viz přílohy. Cílem bylo extrahovat z měřených dat topografie povrchu a tloušťky mazacího filmu složku komplementární vlny (KV) a tu analyzovat. Studován byl poměr amplitudy KV jednotlivých harmonických složek a výsledky porovnány s publikovanými průběhy. K měření byla použita experimentální aparatura a metody dle kapitoly 5.1 a data analyzována postupem popsaným v kapitole 5.3 modifikovaným viz kapitola 5.3.3. Následuje stručný souhrn výsledků publikovaných v Článku II.

Při experimentech bylo použito mazivo SR600 (parametry v tab. 5.2), aplikováno zatížení 28 N, které odpovídalo maximálnímu Hertzově kontaktnímu tlaku 0, 53 GPa a poloměru kontaktu 159 μm. Měření probíhalo při třech unášivých rychlostech 0, 0022, 0, 0044, 0, 0088 m/s a různých skluzových poměrech v/u viz Člának II–tab. 3. Výšková mapa měřeného povrchu je zobrazena na obr. 5 viz Článek II. Porovnání profilů pro různé skluzové rychlosti a původní topografii povrchu je zobrazeno na obr. 6 viz Článek II. Pro všechny rychlosti a skluzové poměry byla vyhodnocena střední kvadratická úchylka povrchu Rq a vynesena do grafu viz Článek II–obr. 7. Z průběhu lze vypozorovat trend snižující se hodnoty Rq s nárůstem skluzového poměru v/u. Hodnoty skluzového poměru lze převést na poměr kluz-valení, kde hodnota $v/u = 0, 5$ odpovídá $\sum = 1$, hodnota $v/u = 1, 5$ je ekvivalentní k $\sum = -1$ a $v/u = 1$ je čisté valení $\sum = 0$. Poté lze konstatovat menší fluktuaci tloušťky za podmínek, kdy disk je pomalejší než kulička s nerovnostmi a naopak globálně větší fluktuace tloušťky při větší rychlosti disku, něž je rychlost kuličky.



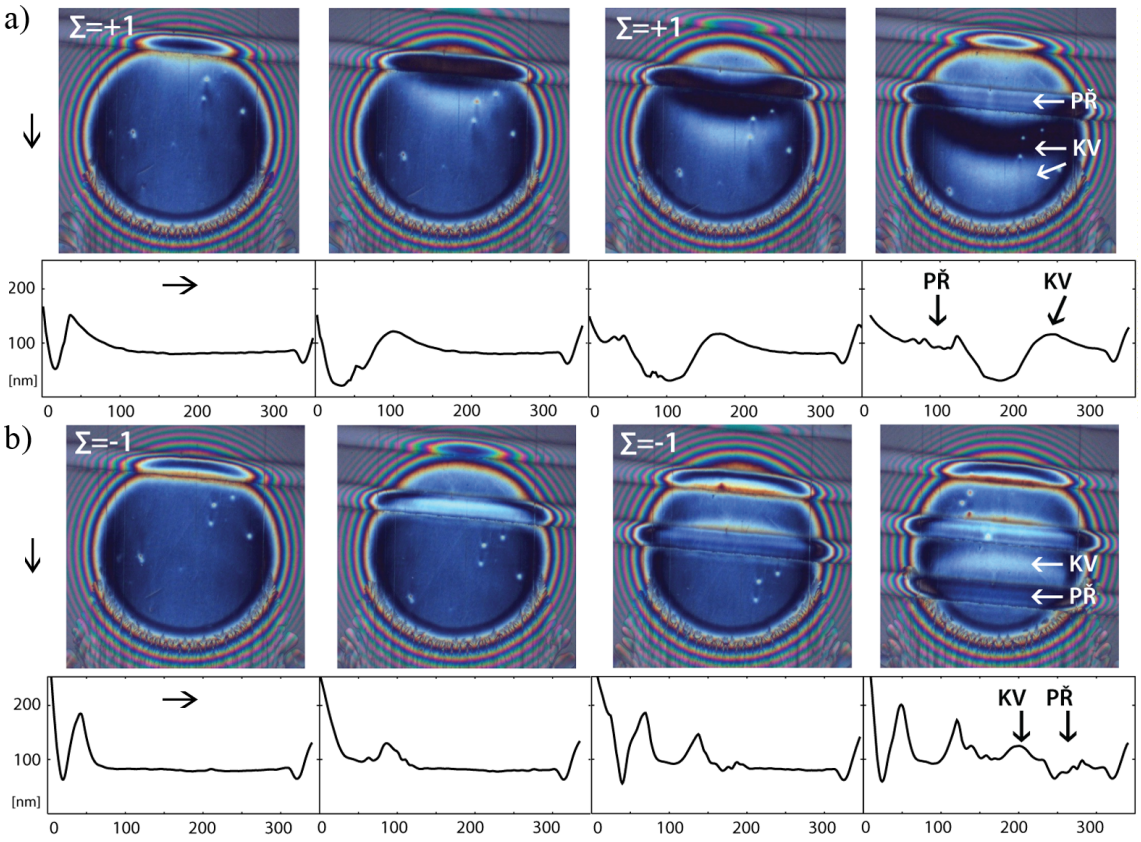
Obr. 6.10 Výsledky analýzy komplementární vlny; a) Amplitudový poměr v závislosti na parametru ∇ pro rychlost 0, 0044 m/s a různé skluzové poměry porovnaný s výsledky Hooke [55]; b) Amplitudový poměr pro tři hodnoty skluzového poměru porovnaný s výsledky Hooke [53] pro obdobné skluzové poměry v/u.

Následně byla z měřených dat extrahována tzv. residuální tloušťka (viz kapitola 5.3.3, nebo Článek II–kapitola 2.4), která dle teorie má obsahovat složku KV. Profily residuální tloušťky (průměr 80 řezů) jsou zobrazeny na Článek II–obr. 8. Na profilech je možné zaznamenat výrazné vlny, které jsou reakcí na hlubokou rýhu v topografii. Pozice těchto vln korespondují s teoretickými vzdálenostmi KV indukované rýhou (Článek II–tab. 4).

V dalším postupu byla residuální tloušťka analyzována popsanou metodikou, výsledky pro tři rychlosti jsou odděleně prezentovány na Článek II–obr. 9a-c a porovnány s průběhy publikované v Hooke [55]. Výsledky pro rychlost $0,0044$ m/s jsou zobrazeny také na obr. 6.10a. Dle výsledků je zřetelný obdobný trend zvyšující se hodnoty poměru amplitudy h_c/A_0 s narůstajícím parametrem ∇. Nicméně pro skluzové poměry blízko čistému valení je znatelný odklon výsledků k vyšším hodnotám poměru. Také porovnání tří případů skluzových poměrů s podobnými z publikace Hooke [53] viz obr. 6.10b lze hodnotit podobným způsobem. Soulad trendu je znatelný, rozptyl pro dva různé skluzové poměry $0,5, 0,9$ je však větší než v průběhu dle Hooka. Souhrnně je shoda výsledků nižší než v případě čistého valení, odchylky jsou déle diskutovány v kapitole 7.

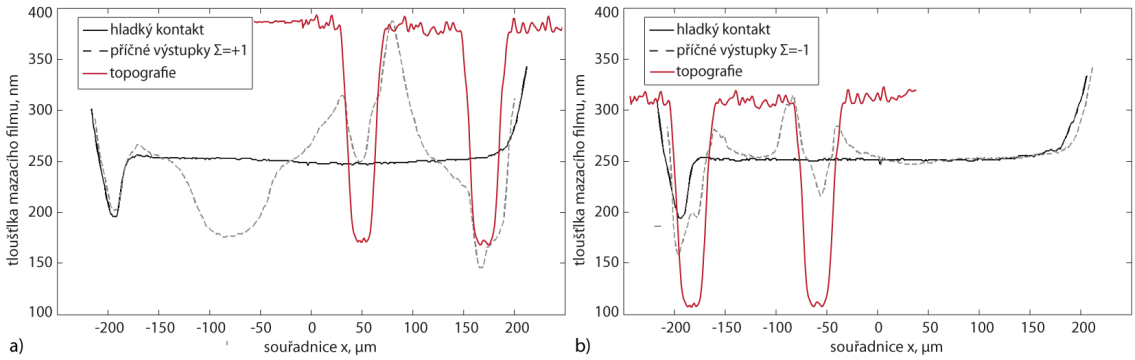
6.2.1 Studium chování modelových nerovností

Experimenty s modelovými nerovnostmi v případě podmínek valení s částečným skluzem, dovolují jednoduší vizuální kontrolu jednotlivých složek (PŘ a KV) a parametrů, kterými jsou definovány. Na druhou stranu v některých případech může specifický charakter modelových nerovností přispívat ke zdůraznění některých efektů a tím se odlišovat od chování pozorovatelného u reálných nerovností.



Obr. 6.11 Výsledky měření průchodu modelového výstupku přes EHD kontakt za podmínek valení s částečným skluzem; a) poměr kluz-valení $\sum = 1$; b) poměr kluz-valení $\sum = -1$. Šipka znázorňuje směr toku maziva kontaktem.

První experimenty byly provedeny se skupinou modelových výstupků popsaných v kapitole 6.1.1 a 5.1.3. Simulován byl EHD kontakt zaplavený mazivem SR600 (parametry viz tab. 5.2), zatížený silou 50 N odpovídající maximálnímu Hertzově kontaktnímu tlaku $0,613$ GPa a poloměru kontaktní oblasti 197 μm. Průchod nerovnosti kontaktem byl zaznamenán s použitím vysokorychlostní CMOS kamery při frekvencí snímání 1kHz − 10kHz a délkou expozice jednotlivých snímků $30 - 70$ μs (v závislosti na rychlosti povrchů). Běžná vzdálenost, kterou povrch uběhl než byl pořízen snímek činila do 2 μm v extrémních případech až 12 μm.

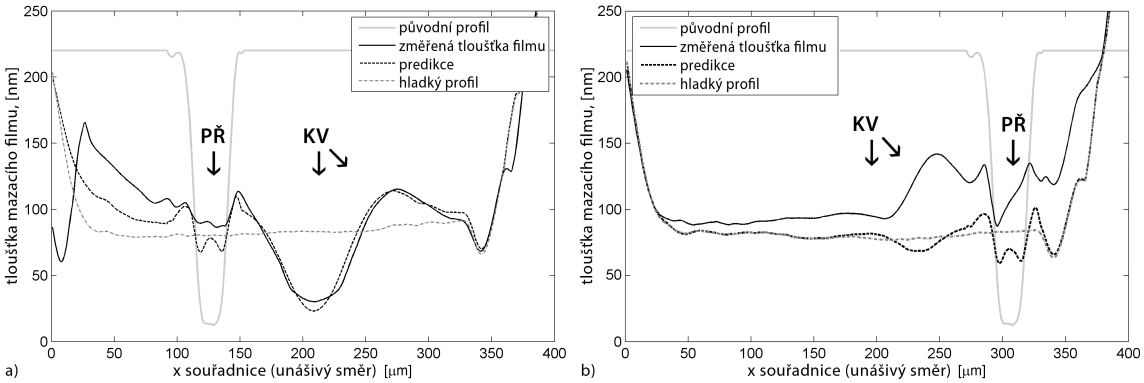


Obr. 6.12 Centrální profil tloušťky a původní topografie; a) poměr kluz-valení $\sum = 1$ b) poměr kluz-valení $\sum = -1$

Na obr. 6.11 je zobrazen průběh průchodu povrchového výstupku kontaktem při rychlosti $0,02$ m/s za podmínek, kdy poměr kluz-valení $\sum = 1$ (obr. 6.11a), tj. disk má trojnásobnou rychlost než kulička a poměr kluz-valení $\sum = -1$ (obr. 6.11b), tj. disk má třetinovou rychlost než kulička. Na obr. 6.11 je vždy vykreslen interferogram a pod ním odpovídající centrální řez ve směru valení. Obecně pro oba případy lze pozorovat, že na vstupu do kontaktu jsou obě složky PŘ i KV pohromadě a nelze je vizuálně odlišit. S narůstajícím časem, protože rychlost PŘ je rovna rychlosti drsného povrchu (kuličky) a KV je rovna střední rychlosti maziva (unášivá rychlost), dochází k separaci obou komponent. Po uplynutí určitého času, dochází k téměř úplné separaci komponent KV a PŘ, jak je ilustrováno na úplně pravé části obr. 6.11, složky jsou označeny šipkami. Lze konstatovat, že v obou případech je deformace původní nerovnosti přibližně na stejné úrovni, zároveň však vyšší než v případě čistého valení (není explicitně zobrazeno, ale vychází z ostatních realizovaných měření). Amplituda složky KV je v případě $\sum = 1$ výrazně vyšší než v případě $\sum = -1$. Míra útlumu KV při průchodu kontaktem se dle vizuálního hodnocení zdá být naopak vyšší při $\sum = -1$ než při $\sum = 1$.

Dále je možné pozorovat menší střední tloušťku maziva v případě, kdy disk je rychlejší než kulička ($\sum > 0$) než v případě, kdy kulička je rychlejší než disk ($\sum < 0$). Opačný trend je u fluktuací rozložení tloušťky, tj. za podmínek rychlejšího disku je fluktuace tloušťky větší než v případě, kdy rychlejší je kulička. Tento výsledek kvalitativně koresponduje s trendem parametru Rq pozorovaným u reálných nerovností viz Článek II–obr. 7.

Detailnější pohled na průběhy profilů tloušťky v jednom okamžiku průchodu viz obr. 6.11 spolu s profilem původní topografie pro oba případy poměrů kluz-valení a unášivou rychlost $0,01$ m/s je vykreslen na obr. 6.12.



Obr. 6.13 Porovnání změřeného centrálního profilu tloušťky maziva a predikce dle MAÚ (posutp viz kapitola 5.4); a) poměr kluz-valení $\sum = 1$; b) poměr kluz-valení $\sum = -1$.

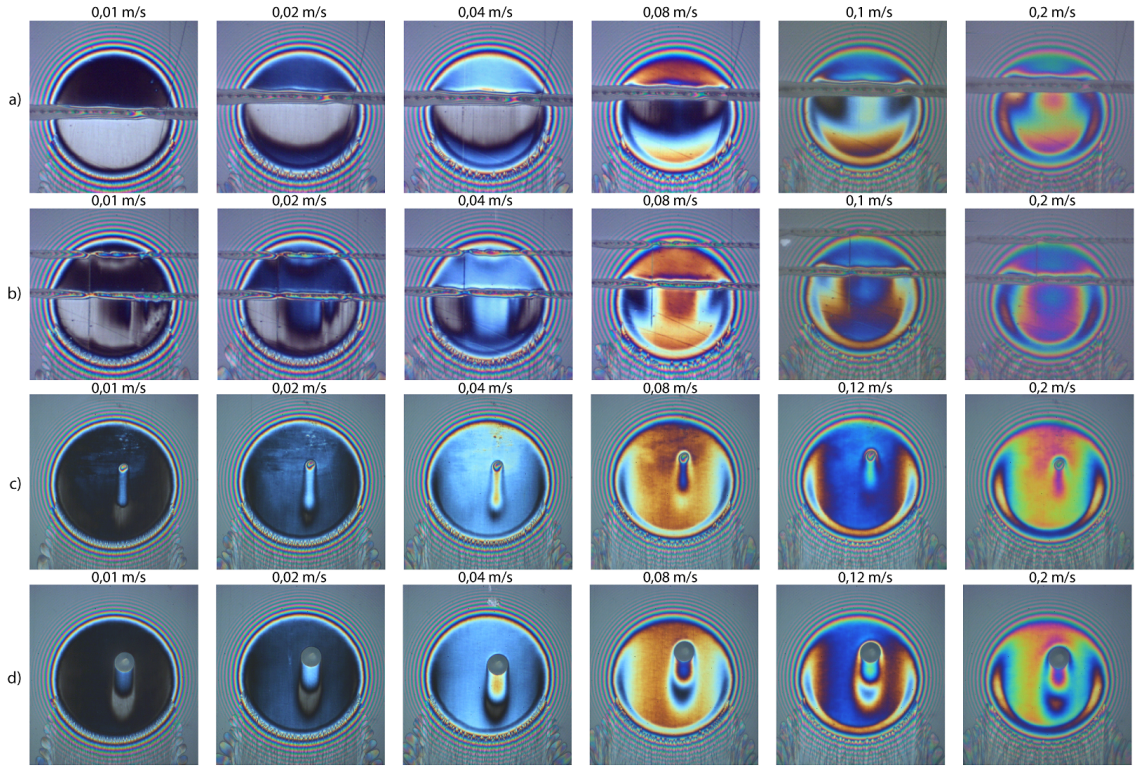
V dalším kroku byla spočtena predikce dle postupu popsaném v kapitole 5.4. Průběh změřeného centrálního profilu a průběhy dle predikce pro oba případy poměrů kluz-valení jsou zobrazeny na obr. 6.13. V případě $\sum = 1$ je shoda u složky KV téměř ideálně. PŘ složka je v reálném měření více deformována než predikuje model. Nutné je poznamenat, že první polovina kontaktu (od vstupu) je v reálném měření ovlivněna dalším vstupujícím výstupkem, což v predikci nebylo uvažováno. Celkově je shoda na dobré úrovni. V případě $\sum = -1$ je velikost deformace PŘ o poznání lépe postihnuta predikcí, nicméně je patrná nesymetrická deformace. Ta však může být způsobena KV složkou předchozího výstupku, který nebyl v predikci uvažován. Významné rozdíly lze nalézt u KV složky, která dle predikce má nejen menší, ale nejspíš také opačnou amplitudu. To znamená, že dle modelu by KV složka měla tvarem kopírovat původní nerovnost a tedy vystupovat z povrchu, ovšem dle měření je znatelný opačný trend.

6.3 Další efekty

V průběhu realizovaných experimentů s modelovými nerovnostmi byly pozorovány také další efekty (specifické chování). Na obr. 6.14 jsou zobrazeny interferogramy jednoho stavu při průchodu čtyř různých nerovností EHD kontaktem za podmínek $\sum = 1$ a při šesti rychlostech $0,01, 0,02, 0,04, 0,08, 0,1$, nebo $0,12$ a $0,2$ m/s. Měřeny byly nerovnosti:

- **a) Dvojice rýh** o hloubkách $\approx 300-600$ a $200-400$ nm a šířkách 30 a 25 μm.
- **b) Jedna rýha** o hloubce ≈ 650 až 1100 nm a šířce 45 μm.
- **c) Jeden mikrovtisk** o hloubce ≈ 500 nm a průměru 30 μm.
- **d) Jeden mikrovtisk** o hloubce ≈ 1500 nm a průměru 55 μm.

Především u nerovnosti a) při nižších rychlostech je patrné prolomení filmu následkem příčně orientované rýhy, které přetrvává dokud nerovnost neprojde kontaktem. S narůstající rychlostí je vidět pozvolný přechod do režimu, kdy nerovnost pouze lokálně ovlivňuje tloušťku maziva a lokální změny jsou dále unášeny střední rychlostí maziva. Dle zkušeností autora, lze konstatovat, že po přechodu do druhého režimu může být chování alespoň kvalitativně popsáno modelem amplitudového útlumu. V prvém případě nastává specifický efekt, který nelze vysvětlit MAÚ



Obr. 6.14 Interferogramy zachycující jeden stav při průchodu čtyř různých modelových nerovností EHD kontaktem za poměru kluz-valení $\sum = 1$ (disk rychlejší než kulička s nerovnostmi) a při rychlostech šesti různých rychlostech.

a je dále diskutován v kapitole 7.

U rýh b) nastane tento přechod při nižší rychlosti, nebo fáze souvislého prolomení nenastane vůbec. Také u mikrovtisků c) i d) nedochází k souvislému prolomení filmu. Pokles tloušťky k hodnotám okolo nuly je znatelný pouze lokálně. Ze zmíněných skutečností lze vyvodit závěr, že na výskyt popsaného efektu má vliv rychlost povrchů (nebo tloušťka mazací vrstvy), velikost nerovnosti a také charakter nerovnosti (např. příčná rýha versus mikrovtisk).

Dále je především u mikrovtisku c) při rychlostech $0,01, 0,02, 0,04$ m/s patrná nesymetričnost průběhu tloušťky za výstupem z mikrovtisku ve směru valení. Dle MAÚ by tato část měla být popsána KV složkou modelu. Ovšem dle aktuálního stavu teoretického modelu, je odezva KV na symetrickou nerovnost (např. mikrovtisk) také symetrická, což neodpovídá experimentálnímu pozorování.

7 DISKUZE

Přesnost experimentálních metod a experimentální omezení

Použité experimentální vybavení a metody mají svá omezení. Na straně simulátoru jsou hlavní omezení regulace otáček obou povrchů a způsob určování kontaktního zatížení. V prvém případě při nevhodné volbě převodovky a malých rychlostech může být chyba rychlosti povrchů i ±30%. Nejvyšší chyba v realizovaných experimentech dle použité převodovky se mohla pohybovat okolo ±7%, průměrná chyba pak okolo $0,5$ %. Zatížení není v použité verzi simulátoru přímo měřeno a je určováno zpětně z velikosti kontaktní oblasti. Tedy chyba je nelineární, závisí na přesnosti odečtení kontaktní oblasti z inteferogramu, přesnosti příčné kalibrace velikosti pixelu kamery a také na použité teorii (běžně je používána Hertzova teorie neuvažující tření). Pro maximální zatížení kontakní dvojice sklo-ocel a předpokládané nepřesnosti určení poloměru kontkatu ±2 pixely, u vysokorychlostní kamery PHANTOM nabývá hodnoty ±3 % a pro tříčipovou kameru HITACHI $\pm 1,5$ %. Obecně je EHD kontakt více citlivý na chybu v rychlosti případně určení viskozity, než zatížení.

Měření viskozity probíhalo na nízkotlakém komerčně dostupném rotačním viskozimetru, pro určení indexu lomu slouží Abbého refraktometr. Obě zařízení v případě jejich správné kalibrace jsou schopny poskytnout hodnoty, pro tekutiny v běžném rozsahu, s přesností lepší než 1 %. Teplota byla měřena v těsné blízkosti kontaktu (cca 4 mm před vstupem), né však kontinuálně. K významnému zvýšení lokální teploty v kontaktu může dojít především za podmínek valení s částečným skluzem, nebo při smíšeném režimu mazání (v rámci schopností použitého zařízení tento režim detekovat, nebylo pozorováno). Přesnost teploměru založeného na principu termoelektrického článku činí $\pm 0,1$ % $+ 0,5$ °C, opakovatelnost $0,2$ °C.

U použité metody pro určení nedeformované topografie (PSI) jsou hlavními zdroji chyb vibrace, chyby piezoelektrického posuvu, nestálost intenzity světelného zdroje, šum digitálních záznamových zařízení a naopak redukce chyb je závislá na použitém algoritmu vyhodnocení. Další informace viz kapitola 5.1.2 a reference [100]. Absolutní přesnost dle měření výškového standardu SHS je v rozsahu ±2 nm.

U použité metody měření tloušťky mazací vrstvy (TFCI) jsou hlavními zdroji chyb, kalibrace založená na barevném spektru mimo vysokotlakou oblast, přesnost určení fázového posuvu na polopropustné vrstvě a podložce (ocelová kulička), šum snímacího čipu a kompenzace změny indexu lomu s tlakem. Dle praktických zkušeností měření průběhu centrální tloušťky se změnou rychlosti mohou být lokální odchylky až ±10 %, střední odchylka však bývá řádově nižší. Rozsah metody je teoreticky $0 - 800$ nm, pro vyšší tloušťky dochází k poklesu intreferenčního kontrastu ($450 - 800$ nm) a metoda ztrácí citlivost. Většina zmiňovaných chyb je spojena s fyzikálními okolnostmi optické metody, samotný algoritmus vyhodnocení je shopen vyhodnotit tloušťku s přesností lepší než 1 nm.

Zároveň obě metody jsou schopny měřit pouze povrch s omezenou dynamickou změnou výšky. Tato omezení plynou z principů metod, detailněji viz kapitola 5.3.1. Pro metodu PSI je maximální lokální změna výšky z pixelu na pixel do $\lambda/4$, tj. běžně ≈ 150 nm. U metody TFCI je toto omezení ještě o něco složitější, pozorovaná hodnota se pohybovala v rozsahu $80 - 150$ nm.

Vertikální rozlišitelnost metod závisí především na počtu bitů digitalizace a pokrytí jasových hladin interferenčním obrazem. Pokud srovnáme obě metody co se týče rozlišitelností, tak teoreticky při použití stejné kamery a stejném interferenčním kontrastu je vyšší rozlišitelnost metody TFCI (kvůli využití všech barevných kanálů), ta se však s narůstající tloušťkou snižuje. Proto lze považovat vertikální rozlišitelnost obou metod za podobnou, pro 8 bitový záznam lepší než 1 nm. Příčná rozlišitelnost je určena optickou rozlišitelností použitého objektivu, fyzickou velikostí elementu snímacího čipu a způsobem zpracování dat vyhodnocovacím algoritmem metody. Teoretické hodnoty příčné rozlišitelnosti by měli být u obou metod lepší než 1 μm. Prakticky bylo pozorováno lepší příčné rozlišení u metody PSI.

Obecně o modelu amplitudového útlumu a možném mechanismu

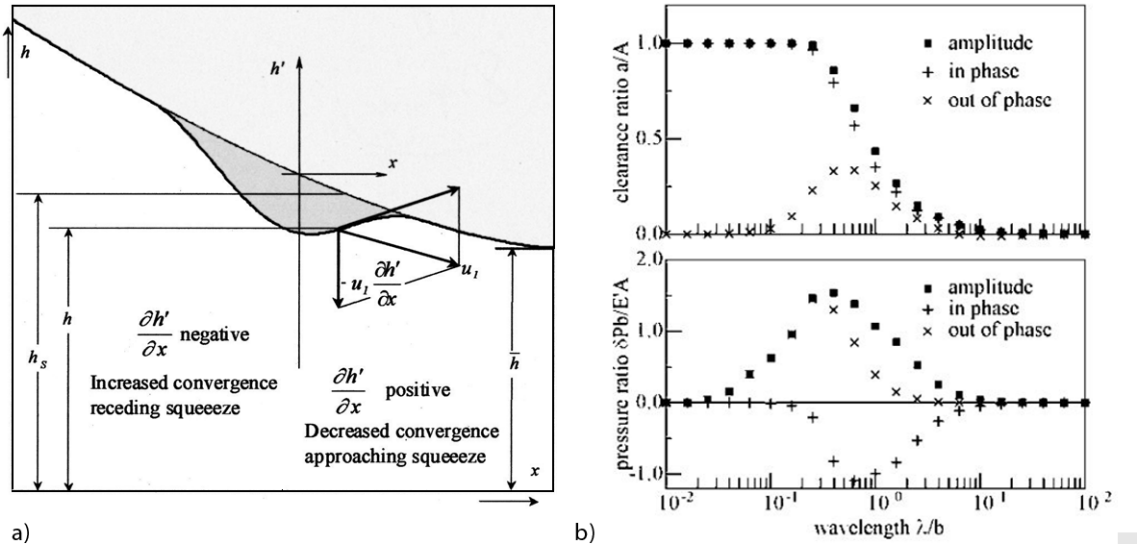
Model amplitudového útlumu popisuje chování harmonických nerovností při průchodu EHD kontaktem. S tím jak nerovnost vstupuje do kontaktu, dochází k její deformaci. Tato deformace může být popsána pomocí jediné křivky vynesené v závislosti na bezrozměrném parametru ∇. Definice parametru (viz např. vztah 2.6) a tvar křivky (viz vztah 2.8 a obr. 2.1) ve svém důsledku znamená, že nerovnosti o dlouhých vlnových délkách se deformují více, než nerovnosti o krátkých vlnových délkách. Limitní případy jsou dle teorie úplná a žádná deformace. Zároveň bylo pozorováno, že v limitech lineárního chování je deformace nezávislá na amplitudě nerovností [24]. Tvar parametru dle Hooke [29] lze fyzikálně interpretovat jako poměr mezi vlnovou délkou nerovnosti a velikostí vstupní oblasti, kde narůstá tlak (tzv. „inlet pressure sweep“). Přechod nastává v rozsahu parametru $\nabla = 0,1 - 100$. Dle Lubrecht a Venner [28] *„je to oblast, kde tlak je dostatečně velký, aby vyvolal elastické deformace a zároveň dostatečně malý, aby byl umožněn viskózní tok. Za hranicí tohoto místa viskozita vzroste natolik (a nebo tloušťka maziva je příliš malá), že smykové síly plně dominují.*“

Dále Reynoldsovu rovnici lze ve vysokotlaké oblasti zjednodušit na tvar transportní rovnice, což má za důsledek v podstatě neměnné chování nerovností pří průchodu vysokotlakou oblastí (platí pro podmínky čistého valení). Ze zmíněných skutečností vyplývá, že o chování nerovností rozhoduje vstupní oblast kontaktu. V dostupných publikacích nebyl dosud přesný mechanismu útlumu objasněn. Glovnea [61] popisuje možný mechanismu rozborem chování reynoldsovy rovnice na příkladu tuhého výčnělku viz obr. 7.1a ve vtokové oblasti za předpokladu jednorozměrného případu a nestlačitelné kapaliny.

$$\frac{\partial}{\partial x}\frac{h^3}{\eta}\frac{\partial p}{\partial x} = 12U\frac{\partial h}{\partial x} + 12\frac{\partial h}{\partial t} \tag{7.1}$$

Přičemž přiblížení h může být zapsáno jako součet časově nezávislé složky (hladký průběh) h_s a složky přechodné (nerovnost) h', tedy $h = h_s + h'$. V případě tuhé nerovnosti lze položit $\partial h/\partial t = -u_1 \partial h'/\partial x$. Poté záporný první člen pravé strany („wedge term“) odpovídá konvergentnímu klínu a tedy i nárůstu tlaku. Gradient přiblížení nerovnosti $\partial h'/\partial x$ je kladný na vstupní (pravé) straně nerovnosti, což odpovídá poklesu tlaku a naopak záporný na výstupní (levé) straně nerovnosti produkující nárůst tlaku. Pokud vezmeme v úvahu druhý člen pravé strany („squeeze

term“ - vtlačený člen) navyšuje tlak na vstupní (pravé) straně nerovnosti a naopak snižuje tlak na výstupní (levé) straně nerovnosti. Souhrnně lze tedy konstatovat, že klínový a vtlačený efekt produkují na obou stranách nerovnosti vždy opačný tlak.



Obr. 7.1 a) Popis mechanismu útlumu ve stokové oblasti kontantu, Glovnea [61]; b) Výsledky semi-analytického řešení dle Hooke [39], složky amplitudy tloušťky a tlaku v a mimo fázi s původní harmonickou vlnou.

Mimo jiné z předchozího odstavce vyplývá, že tlaková vlna způsobená klínovým efektem má své maximum v oblasti poblíž vrcholu nerovnosti, naopak lze důvodně očekávat, že tlak vyvozený vtlačeným efektem bude mít své maximum v místě sedla nerovnosti (to jest mimo fázi s nerovnostmi). Popsané místa tlakových projevů korespondují s výsledky studie Hooka [37]. Na obr. 7.1b jsou znázorněny složky tlaku vyvozené ve fázi a mimo fázi s původní nerovností. Přičemž složka ve fázi je dominantní při vyšších vlnových délkách a složka mimo fázi nabývá podstatných hodnot u krátkých vlnových délek.

Kombinací dvou zmíněných efektů lze teoreticky vysvětlit chování následujícím způsobem. U harmonických nerovností s dlouhými vlnovými délkami dominuje klínový efekt dávající vzniknout tlaku, který je deformuje. Zároveň geometrie neprodukuje dostatečně významnou změnu přiblížení, která by generovala podstatný vtlačený efekt. Přechod ke krátkým vlnovým délkám umožňuje velmi rychlé zachycení maziva před nerovností, které zabraňuje (případně kompenzuje) vznik významného tlaku vlivem klínového efektu. Při těchto úvahách však není zahrnutý vliv změny viskozity, případně stlačitelnost maziva, které mohou situaci dále komplikovat. Např. v případě, kdy parametr $\nabla = 100$ je vlnová délka významně větší než vtoková oblast a proto nezbytně nastane případ, že vstupní strana nerovnosti již bude ve vysokotlaké oblasti a tím omezen tok maziva v jejím okolí. U výstupní strany tomu tak nebude. Stlačitelnost maziva může být podstatná především u krátkých vlnových délek [38]. Také by bylo nutné, aby při změně ostatních provozních podmínek jako je rychlost, viskozita či zatížení docházelo k pomíjení obou efektů podobným tempem. Jelikož bylo dokázáno [35], že křivka je dostatečnou přesností univerzální pro

různé provozní podmínky a zároveň vždy existuje tak vysoká rychlost, kdy efekty nerovností na mazací film jsou zanedbatelné.

Limitní případ dlouhých vlnových délek

Tvar křivky a definice parametru predikují limitně totální deformaci dlouhých vlnových délek při velmi nízké rychlosti povrchů. Řada experimentálních studií [63], [69], [71] zmiňuje rozpor mezi modelem a experimentálním pozorováním v této oblasti křivky. Vidí nesoulad ve statickém kontaktu, kdy nedochází k úplnému vyhlazení nerovností. Za podmínek statického kontaktu však nelze aplikovat MAÚ, jelikož velikost vtokové oblasti je nulová a tedy parametr ∇ by se měl blížit hodnotě nekonečno. V tomto případě již chování nerovností nemá souvislosti s fyzikální podstatou MAÚ a jedná se spíše o problém klasické kontaktní mechaniky. Pokud se ovšem omezíme na velmi malou rychlost a zároveň podmínky, kdy v celém kontaktu je zajištěn minimální nezbytný tlak pro uplatnění modelu (viz. kapitola 2.2.1), poté je otázkou zda za těchto podmínek bude pozorovatelné úplné vyhlazení nerovností. Praktická realizace podobných experimentů je komplikovaná, nízké rychlosti vedou na velmi tenké filmy, při kterých je vliv drsností na rozložení tlaku tak významný, že často je tlak diskontinuální a podmínky MAÚ nejsou splněny.

Další teoretickou možností jak vyšetřit chování v této oblasti je studovat ještě delší vlnové délky. Ty však mohou být již natolik dlouhé, že začnou ovlivňovat parametry celého kontaktu (např. poloměr křivosti). V návaznosti na tuto úvahu, lze položit otázku jaká je limitní vlnová délka, která lze popsat pomocí MAÚ? A jaký je přechod mezi lokálním a globálním vlivem nerovností? Dle dostupných pramenů nebyla nalezena žádná publikace poskytující odpověď na tyto otázky a proto je v tomto tématu stále prostor pro další teoretické studium.

V prezentovaných výsledcích FFT analýz amplitudového poměru, je zřejmé, že hodnoty pro dlouhé vlnové délky se odklánějí od teoretického průběhu, přičemž maximální deformace činila okolo $80-85$ % (poměr $A_d/A_i = 0,15-0,2$). Odchylky mohou být způsobeny jak popisovanou nekorektností modelu, tak experimentálními či principiálními omezeními, které byly diskutovány v jiných kapitolách.

FFT analýza měření reálných povrchů

Z praktických zkušeností při FFT analýze měření reálných povrchů lze obecně nejvíce dat získat ve střední části křivky. Výsledky v levé části křivky reprezentují nejkratší vlnové délky, které mají malou amplitudu, jsou proto nejvíce zatíženy šumem a jejich velká část je při analýze odfiltrována. Jinou možností je provést měření za vyšších rychlostí, nebo použitím maziv s vyšší viskozitou. Tyto podmínky vedou k tlustším mazacím filmům, pro které je metoda TFCI méně citlivá, zároveň za vyšších rychlostí často nelze dosáhnout dostatečně nízké expoziční doby, aby bylo zamezeno pohybové rozmazání krátkých vlnových délek. Pravá část křivky je reprezentována nejdelšími vlnovými délkami, které jsou porovnatelné s velikostí kontaktní oblasti, a proto jejich amplituda může být zatížena dalšími chybami (např. globální tvar kontaktních těles). FFT analýza produkuje spektrum s konstantním odstupem frekvenčních hladin (lineární průběh), po převodu na vlnové délky je průběh hyperbolický, což má za důsledek jen několik málo komponent s dlouhou vlnovou délkou.

Rozlišení frekvenčního spektra lze zjemnit umělým rozšířením vstupních dat doplněním nulových hodnot (tzv. „zero padding“). Dalším způsobem je aplikování vyššího zatížení při experimentech, vedoucí k větší kontaktní oblasti a možnosti zahrnout větší vlnové délky do zpracování. Další omezení u analýzy dlouhých vlnových délek plynou ze skutečností diskutovaných v předchozí kapitole.

Simulace chyb a způsob zpracování

V průběhu návrhu způsobu zpracování experimentálních dat (viz Článek I) byly provedeny simulace vlivů možných chyb na výsledky analýzy. Na simulovaná data byla cíleně aplikována chyba a byla sledována odezva algoritmu zpracování. Na základě výsledků byl navržen způsob filtrace, předzpracování a průměrování, které efektivně redukují dopad chyb na výsledek (viz porovnání v Článek I–kap. 3.1). Studované chyby byly vliv šumu, vliv chyb ve vyhodnocení pomocí experimentálních metod a rozmazání vlivem pohybu nerovností. Hlavním výsledkem simulací je poznatek, kdy rozdílná míra šumu u obou vstupních dat, která může být způsoba řadou faktorů (viz kapitola 5.3.1 a Článek I), vede ke zkreslení výsledných poměrů amplitudy (tj. posun k vyšším nebo nižším hodnotám). Na základě tohoto zjištění bylo přistoupeno k filtrování založeném na hraniční hodnotě amplitudy harmonických složek. Protože obvyklý šum se uplatňuje přibližně stejnou měrou na všech frekvenčních hladinách, je filtrace pomocí limitní hodnoty amplitudy logickou cestou k selekci dat s dobrým poměrem odstupu signálu od šumu. Tento postup také přirozeně vede k selekci výsledků, které jsou založeny na podstatně zastoupených harmonických komponentách.

Dále byl navržen postup průměrování, který nejprve průměruje odděleně obě spektra ze všech vyhodnocovaných řezů a poté až průměrná spektra mezi sebou dělí. Tento postup vede k nižší propagaci chyby do výsledku viz kapitola 5.3.1. Také bylo přistoupeno k předzpracování data před hlavním algoritmem FFT zpracování, které obnášelo kontrolu dat na výskyt lokálních přeskoků. Dle výsledků simulací, tyto chyby vyhodnocení experimentálních metod vedly ke zkreslení výsledků a nebylo možné je odstranit filtrací po provedení FFT. Ačkoliv nelze tyto efekty plně korektním způsobem odstranit, navržený způsob kontroly a korekce dle prezentované úvahy vede na redukci vlivu chyb tohoto typu, viz kapitola 5.3.1 a Článek I.

Porovnání predikce s měřením za podmínek čistého valení

I přes shodu mezi teoretickým modelem a výsledky FFT analýzy změřených dat, může přímé porovnání predikce s měřením přinést nové informace a zjištění. V postupu FFT analýzy je uplatněna filtrace, korekce a průměrování, proto zjištěna data vystihují globální trend v celé vyhodnocované oblasti a nedovedou postihnout lokální efekty. Míru lokální shody či odchylek lze daleko lépe sledovat na srovnání predikce s měřením.

Rozdíly mezi modely pro podmínky čistého valení

V analýze teoretických modelů zmíněné v kapitole 5.2.1, byly parametry pro podmínky čistého valení a bodový kontakt ∇, ∇_2 a ∇_2' rozepsány s využitím definic

použitých bezrozměrných parametrů dle seznamu symbolů (kapitola 8). Již v tuto chvíli je nutné poznamenat, že řada dostupných publikací obsahuje rozcházející se definice stejných parametrů. Nutné je korektně rozlišovat především rozdíl mezi hodnotou modulu pružnosti E' a E_r, vztah mezi nimi je $E_r = (\pi/2)E'$. Dále pak rozdílnou definici parametru U, někdy se střední rychlostí povrchů $u = (v + w)/2$, jindy definovaný se součtem rychlostí obou povrchů $v + w$. Nebo parametry S a L, které při použití parametrů $U = \eta_0 u/(E' R_x)$ nabývají rozdílných hodnot dle vztahů $S = GU^{0,25}$, $L = G(2U)^{0,25}$, tedy i dle [30] $S = 2^{-0,25}L$. V některých publikacích je explicitně položeno $S = L$. Ze zmíněného porovnání 5.2.1 vyplynula totožná závislost všech parametrů na fyzikálních veličinách $F, \alpha, u, \eta_0, E', R_x, b, \lambda$. Parametry se liší pouze o konstantu $1/q\sqrt{\pi^3/3} \approx 3,63$, kde q je parametr závislý na elipticitě (pro kruhový kontakt je přibližně $0,886$), přičemž pro hodnoty za stejných podmínek platí $\nabla_2 = \nabla_2' > \nabla$. Při analýze měření byly výsledky porovnávány s oběma modely (v některých případech není porovnání explicitně uvedeno), přičemž dle všech realizovaných měření jak s reálnými, tak s modelovými nerovnostmi byla vyšší shoda pozorována s použitím parametru ∇_2 (a tedy i ∇_2'), než u parametru ∇. Toto zjištění je v rozporu s některými publikacemi [35], kde pro korektní popis byl označen parametr ∇. Ačkoliv, jak bylo zmíněno, jsou parametry ∇, ∇_2 co do závislosti na základních veličinách ekvivalentní a navíc parametr ∇ lze fyzikálně interpretovat jako poměr vlnové délky a velikosti vtokové oblasti. Teoreticky lze za korektní parametr označit i parametr ∇, pokud je modifikován koeficientem $1/q\sqrt{\pi^3/3}$, který způsobí posun křivky doleva.

Byly analyzovány i parametry pro popis liniového kontaktu ∇, ∇_1 a ∇_1'. Po rozepsání parametrů pomocí základních veličin, byla zjištěna shodná závislost všech parametrů na základních veličinách. Parametry ∇_1, ∇_1' jsou plně ekvivalentní. Rozdíl mezi parametry ∇_1 a ∇ rozepsaný pomocí vztahů pro liniový kontakt lze vyjádřit konstantou $\nabla_1/\nabla = 2^{1/4}\pi^{3/4} \approx 2,8$. Hooke [27] uvádí vztah mezi různými formami parametru bezrozměrné vlnové délky (tento tvar byl použit v jeho studii)

$$\bar{\lambda} = 0,5486\frac{\lambda}{b}g_1^{-1/2}g_3^{3/2} = 0,776\frac{\lambda}{b}\frac{M^{3/4}}{L^{1/2}} = 2,177\frac{\lambda}{b}\frac{P^{3/2}}{S^2}, \tag{7.2}$$

kde g_1, g_3 jsou Johnsonovy parametry.

Pokud vyjádříme poměr $(\lambda/bL^{-1/2}M^{3/4})/(\lambda/bP^{3/2}S^{-2}) \approx 2,8$. Tato hodnota je totožná s hodnotou získanou v analýze, vztah 5.9.

Experimenty s liniovým kontaktem nebyly realizovány, pokud ovšem i v tomto případě je korektní parametr ∇_1. Pak může být navržen jednotný tvar parametru založený na formě parametru ∇, nejprve by bylo ovšem nutné detailně vyšetřit rozdílné koeficienty, které byly zjištěny při analýze parametrů (liniový kontakt $\approx 2,8$, bodový kontakt $\approx 3,63$) a sjednotit jejich podstatu. Z tohoto pohledu je ovšem nejprve nutné experimentálně ověřit MAÚ pro podmínky liniového kontaktu. Ověření nebylo dosud prezentováno a je motivací pro další studium.

Chování modelových nerovností za podmínek čistého valení

Při experimentech s modelovými nerovnostmi byla pozorována asymetrická deformace, jak u povrchových výstupků tak rýh. Tato asymetricita byla přisouzena

efektu vtlačeného filmu. Změřené profily tloušťky byly porovnány s predikcí pomocí modelu s a bez fázové změny (v pořadí Hooke [36], Lubrecht-Venner [28], [32]). Model dle Hooka byl modifikován konstantou, která ho co do rozdílu v hodnotě odlišuje od parametru ∇_2 viz kapitola 5.2.1. Porovnání prokázalo, že model s fázovou změnou dokáže u povrchového výstupku kvalitativně popsat asymetrickou deformaci. Shoda byla pozorovatelná v lokální velikosti výstupku, naopak rozdíl byl patrný ve velikosti vtlačeného filmu na vstupní hraně nerovnosti.

Profily tloušťky a původní topografie povrchových výstupků byly také analyzovány s cílem extrahovat z měřených dat změnu fáze a porovnat ji s modelem. Fázová změna byla určena jako rozdíl fáze harmonických složek změřeného profilu tloušťky a fáze původního povrchu a porovnána s fázovou změnou dle modelu Hooke [36], určenou jako argument komplexního čísla. Ve výsledcích je patrná dobrá shoda v absolutní hodnotě amplitudového poměru v celém rozsahu vyhodnocení až na krátké vlnové délky, které však díky své malé amplitudě mohou být významně zkresleny různými zdroji (některé z nich již byly diskutovány). U fázového posunu je shoda mezi výsledky a modelem pouze ve střední oblasti, v okrajových oblastech krátkých a dlouhých vlnových délek je vyhodnocený fázový posun nižší než ten předpokládaný modelem. V dlouhých vlnových délkách byly výsledky citlivé na určení střední čáry profilu. V krátkých vlnových délkách mohou být vlivy obdobné jako u absolutní hodnoty amplitudy.

Při studiu chování povrchových výstupků a efektu vtlačeného filmu si lze položit otázku, zda k podobným efektům může dojít v případě povrchových rýh (tj. obecně prvků topografie směřujících do nosného povrchu). Nebo zda tento efekt a obecně fázová změna v modelu amplitudového útlumu není pouze spjata se specifickým charakterem některých modelových výstupků. Proto byly měřeny povrchy s příčně orientovanými rýhami o různých hloubkách. Výsledné centrální profily rozložení tloušťky byly porovnány s oběma variantami modelu jako v případě povrchových výstupků. Při porovnání byla pozorována vysoká shoda s modelem, který zahrnoval fázovou změnu dle Hooke [36]. Lze říci, že deformovaný tvar uvnitř kontaktu byl modelem vystižen lépe než v případě povrchového výstupku. Námětem pro další studium je rozsáhlejší analýza, která by srovnala také model publikovaný Hookem [38] v roce 2006 za různých provozních podmínek. Dle provedené analýzy modelů (kapitola 5.2.1) byl zjištěn zásadní rozdíl mezi variantami modelů uvažujících fázovou změnu Hooke 2005 [36] a Hooke 2006 [38]. Oba modely predikují opačnou orientaci fázově změny.

Sledované chování povrchových rýh lze dále teoreticky rozebrat. Obecně byla u téměř dokonale symetrické rýhy pozorována nesymetrická deformace na vstupní a výstupní hraně rýhy. Přičemž deformace vstupní strany byla vyšší než výstupní (např. viz obr. 6.7), často se výstupní strana blížila původnímu nedeformovanému tvaru. Pokud by neexistoval fázový posun při deformaci, tak z principů amplitudového útlumu (dlouhé vlnové délky se redukují více než krátké vlnové délky) by tvar byl symetrický, viz predikce dle Lubrecht-Venner 1999 na obr. 6.7. Proto k odchylkám od symetrického tvaru dochází především na vstupní hraně rýhy.

Efekt vtlačeného filmu, vliv fázové změny za podmínek čistého valení

Toto chování bylo popisováno v několika publikacích [12], [61], [62], [63], [65], [66], [67]. Specifická konfigurace příhodná pro tento efekt nastává, např. když přichází povrchový výstupek do kontaktu. Mazivo před nerovností je velmi rychle zachyceno mezi dvěma vysokotlakými oblastmi, jednou před samotným kontaktem a druhou vzniklou tím jak se hrana výstupku přibližuje k druhému povrchu. V případě realizovaných experimentů s modelovými výstupky lze efektu vtlačeného filmu přisoudit pozorovanou asymetrickou deformaci. Uvažování modelu útlumu definovaného s fázovou změnou může teoreticky popsat asymetrickou deformaci. Ovšem otázkou je zda tento mechanismu lze popsat stejnými parametry jako amplitudový útlum. Lze teoreticky diskutovat, že popis by byl možný pokud by mechanismus vtlačeného filmu byl amplitudovému útlumu vlastní, nebo pokud by byl obdobně závislý na rozměru vtokového gradientu tlaku. Tato možnost byla diskutována v předchozím textu, ovšem dosud nebyly tyto hypotézy prokázány. Pokud budeme vnímat vtlačený film jako situaci kdy v lokalizovaném místě je zachyceno mazivo rychlou změnou okolní viskozity a tlaku, lze teoretickou úvahou dojít k závěru, že parametry na kterých tento efekt závisí by mohly být obdobné, pomocí kterých je rozepsán parametr ∇ v kapitole 5.2.1.

Další souvislost lze nalézt, pokud se oprostíme od uvažování v jednom rozměru a zkusíme zohlednit vliv tvaru nerovnosti v příčném směru. Pokud budeme uvažovat příčný výstupek, např. viz tato práce, v porovnání s kruhovým výstupkem obdobným jako v publikaci []. Bylo by zajímavé srovnat efekty vtlačeného filmu, při stejných provozních podmínkách. Lze očekávat, že v případě kruhového výstupku bude, díky méně příznivé konfiguraci pro zachycení maziva, menší vtlačený film než v případě příčného výstupku. Pokud by tomu tak bylo, znamenalo by, že příčný tvar nerovností ovlivňuje chování ve směru valení. Tedy neplatilo by, že oba směry jsou nezávislé, což je v rozporu s MAÚ a dále komplikuje otázku spojení mechanismů vtlačeného filmu s mechanismy amplitudového útlumu.

Kromě modelových nerovností byl vliv fázové změny studován na reálných površích. Přesněji se jednalo o uměle vyrobený povrch s dominantní směrovostí, tak aby charakter vzniklých nerovností byl blízký reálným nerovnostem. Cíl experimentů byl posoudit míru vlivu modelu s fázovou změnou u reálných nerovností. Profily změřené tloušťky byly porovnány s predikcemi s a bez zahrnutí fázové změny. Dle vizuálního hodnocení profilů nebylo možné učiniti jednoznačný závěr a rozhodnout, která z variant poskytuje lepší odhad. Proto bylo přistoupeno k hodnocení globálních parametrů Ra, Rq, Rsk, Rku, také byla vyhodnocena průměrná diference a kovariance predikcí ke změřené tloušťce. Vyhodnocení bylo průměrováno pro podstatnou část kontaktní oblasti a sérii měření při čtyřech rychlostech. Z hlediska všech parametrů byla predikce bez uvažování fázové změny blíže změřeným datům. Rozdíly však byly natolik malé, že při uvážení možných chyb experimentálních metod a provozních podmínek, nelze jednoznačně určit lepší variantu. Dle výsledků lze konstatovat, že zahrnutí fázové změny nemá u reálných nerovností významný vliv na přesnost získané predikce. Tedy lze očekávat, že reálné nerovnosti jsou méně citlivé na efekty, které se projevují fázovým posuvem harmonických složek než některé modelové nerovnosti. Také zde byl studován případ s jiným poměrem velikosti nerovnosti a střední tloušťky maziva A_i/h_{mean} než u povrchových rýh a výstupků.

Limity modelu amplitudového útlumu

U realizovaných experimentů často poměr mezi původní velikostí nerovnosti a střední tloušťkou A_i/h_m byl vyšší než dvě, v některých případech byl lokálně tento poměr $6-10$. Z tohoto pohledu, lze shodu mezi predikcí a modelem označit za nové poznatky o limitech použitelnosti modelu amplitudového útlumu. V literatuře lze nalézt zmínky o předpokládaném limitu použitelnosti, uváděný poměr A_i/h_m je $\approx 0,5-1$, viz [38], [39]. Například Venner [24] však poznamenal, že numerické simulace za podmínek $A_i/h_m = 3$ nevedly k téměř žádným odchylkám od lineárního chování. Zároveň pro tyto podmínky a případ kdy $A_d > H_c$ nebyl pozorován přímý kontakt nerovností a to proto že došlo k nárůstu střední tloušťky nad hodnoty hladkého kontaktu H_c.

U reálných nerovností byla pozorována řada lokálních míst, jejíž deformace byla při poměru $A_i/h_m = 4$ modelem amplitudového útlumu dobře odhadnuta. Naopak významnější odchylky byly pozorovány u nerovností s poměrem velikosti $A_i/h_m = 6-8$ a bylo možné vypozorovat, že podstatným kritériem byla také šířka rýhy. Odchylky vlivem nelineárního chování se projevovaly místním podhodnocením rozložení tloušťky na hranách rýhy. Velikost těchto odchylek činila řádově do 10 % hloubky rýhy. Z hlediska praktické aplikace je pozitivní charakter odchylek, protože ačkoliv se jedná o nepřesnost v odhadu, tak rozdíly jsou na bezpečné straně, tj. predikován je horší stav (např. kontakt nerovností), než skutečně nastane. Tento závěr platí pro rozložení tloušťky, otázkou zůstává dopad odchylek na přesnost odhadu rozložení tlaku. Jelikož existuje obecně přímo úměrná vazba mezi tlakem a deformací, lze očekávat pokud je lokálně podhodnocena deformace, může být lokálně podhodnocena i fluktuace tlaku.

Chování podélných nerovností, vliv orientace

Vliv orientace nerovností teoreticky studoval Venner a Lubrecht [32]. Na základě simulací byl navržen model, kde křivku amplitudového útlumu lze určit pro libovolnou orientaci nerovností. Přesná znalost vlivu orientace je důležitá pro praktické použití, reálné nerovnosti často obsahují složky povrchu různě orientované. Extrémním případem je orientace podélná. I přes zmíněnou důležitost, nelze v dostupné literatuře naleznout mnoho experimentů s podélně orientovanými nerovnostmi. Přímo se jimi zabývaly Kaneta [14], Choo [69]. Experimenty s reálnými, nebo alespoň s povrchy blížící se reálným nebyly dle dostupných pramenů dosud publikovány.

Byly provedeny experimenty s podélně orientovanými nerovnostmi, jejichž charakter byl podobný reálným nerovnostem, blíže pak viz kapitola 5.1.3. Mapa tloušťky a původní topografie byla vyhodnocena a výsledky porovnány s modelem. Analyzované body amplitudového poměru velmi dobře korespondují s průběhem křivky dle parametru ∇_2. Při porovnání s modelem Hooke 1999 [29] využívající v definici parametr ∇ bylo pozorováno posunutí křivky doprava od získaných bodů. Dále výsledné hodnoty s velkou hustotou pokrývají střední část křivky, u dlouhých vlnových délek byla nejnižší hodnota poměru $A_d/A_i \approx 0,2$, naopak u krátkých lze sledovat rychlý odklon hodnot jdoucí k hodnotě $A_d/A_i = 1$. Nelze však přisoudit velký význam těmto rozdílům, protože harmonické složky povrchu o krátké i dlouhých vlnových délkách mohou být ovlivněny řadou chyb a efektů, které byly diskutovány v jedné

z předchozích odstavců diskuze. Závěrem dle získaných výsledků lze podélné nerovnosti popsat podobně jako příčné nerovnosti modelem amplitudového útlum. Obecná orientace v rozsahu mezi podélnou a příčnou nebyla zkoumána, lze však, dle dostupných teoretických výsledků, očekávat plynulý a monotónní přechod v chování mezi těmito dvěma krajními stavy.

Chování povrchových nerovností za podmínek valení s částečným skluzem

Model amplitudového útlumu pro podmínky valení s částečným skluzem je komplikovanější než v případě čistého valení. Komplikace plynou především z nelineárního chování maziva za daných podmínek a ze skutečnosti, že oba povrchy vstupují do kontaktu jinou rychlostí. Dopad různých rychlostí si lze představit na příkladu, kdy rychlejší hladký povrch a pomalejší drsný povrch je oddělen souvislou vrstvou maziva. Z principu existence viskozity, lze napříč mazivem zaznamenat rychlostní profil spojující rychlosti obou povrchů. Pak, s tím jak přicházejí do kontaktu jednotlivé části drsného povrchu (vrcholy a sedla), je tok maziva do kontaktu omezován podobně jako omezuje šoupátko průtok ventilem. To vytváří časově proměnnou složku, která se posléze šíří kontaktem střední rychlostí maziva. Toto chování bylo popsáno Greenwoodem [43], který vymezil dvě komponenty, partikulární řešení (PŘ) a zmíněny efekt nazvaný komplementární vlna (KV). Tyto složky formují kompletní model, který lze shrnout následovně. Při vstupu harmonické nerovnosti o původní amplitudě A_i, je její velikost redukována na A_d, zároveň dochází k fázovému posunu a dál se šíří kontaktem rychlostí drsného povrchu. Zároveň je na vtoku do kontaktu generována KV o vlnové délce $\lambda \cdot u/v$ a amplitudě h_c, která se pohybuje kontaktem střední rychlostí maziva, přičemž v průběhu průchodu se její amplituda utlumuje exponenciální mírou $e^{-\beta x}$. Obecně platí, že PŘ pohybující se rychlostí nerovností produkuje velké tlakové fluktuace, které jsou spojené s velkou deformací a proto je původní nerovnost významně redukována. Naopak KV složka generuje velké fluktuace tloušťky, malé fluktuace tlaku a šíří se kontaktem střední rychlostí maziva.

Některé zmíněné efekty jsou způsobeny reologií maziva za daných podmínek. Předpoklad lineární (newtonské) odezvy smykového napětí na smykovém spádu za existence významného skluzu by vedl k extrémním hodnotám smykového napětí, které mazivo není schopno přenést a proto tento předpoklad není obecně korektní. Je nutné uvažovat nelineární změnu viskozity s narůstajícím smykovým spádem, běžně označováno jako smykové řídnutí („shear thinning“). Pro začlenění do MAÚ je nutné definovat efektivní viskozitu, která reprezentuje směrnici nelineárního průběhu za daných podmínek. Při uvažování Eyringova modelu bylo zjištěno [36], že parametr tohoto modelu řídí míru amplitudového útlumu. Poté při stejné střední rychlosti maziva a různých poměrech kluz-valení dochází k prakticky stejné deformaci původní nerovnosti a tedy za těchto podmínek je deformace nezávislá na skluzové rychlosti. Závisí na vlastnostech maziva (např. Eyringovo napětí) a také na tloušťce mazací vrstvy. Ačkoliv experimenty nejsou explicitně v této práci uvedeny, byla experimentálně potvrzena nezávislost na skluzové rychlosti, zároveň byla pozorována změna deformace se zvyšující se tloušťkou.

Poměrně zajímavá myšlenka je pohlížet na čisté valení jako na speciální případ valení s velmi malým (v podstatě nulovým) skluzem. Za těchto podmínek se rychlost nerovností rovná střední rychlosti maziva, obě komponenty (KV i PŘ) mají

stejnou vlnovou délku a překrývají se [53]. Aby tomu tak bylo, měla by KV složka vykazovat prakticky nulovou míru útlumu amplitudy KV při průchodu kontaktem, dle Hooke [47] tomu tak skutečně je. Zároveň by amplituda KV např. dle Morales-Espejel [80] se musela limitně pro $\sum \to 0$ blížit křivce pro čisté valení. Dále by muselo platit, že amplitudový útlum PŘ složky např. dle vztahu 2.16 je pro efektivní hodnotu viskozity rovnou okolní viskozitě η_0 buď totožný, nebo menší než je amplitudovým útlum pro čisté valení. To znamená, že křivky se buď rovnají, nebo křivka PŘ je nalevo od křivky pro čisté valení. Pak by se dal MAÚ označit za obecný model popisující bodové, liniové i eliptické kontakty za podmínek obecného poměru kluz-valení.

Z předešlého odstavce vyplývá obecná otázka chování nerovnosti za podmínek velmi blízkých čistému valení. Např. i v případě EHD kontaktu, kdy poměr kluz-valení $\sum = 0,02$, maximální Hertzův tlak $0,5$ GPa, viskózně-tlakový koeficient $\alpha = 25$ GPa^{-1} a viskozita maziva při okolním tlaku $\eta_0 = 0,2$ Pa$\cdot$s, tak hodnota středního smykového napětí dosahuje hodnoty, která je již nad hranicí napětí, od kterého se u běžných maziv začíná rozvíjet nelineární chování. Je výzvou pro budoucí studium detailněji rozlišit, případně zobecnit přechod mezi čistým valením a valením za přítomnosti skluzu.

Experimentální studium modelových nerovností za podmínek valení s částečným skluzem

I přes řadu publikací, které se zabývají modelovými nerovnostmi, jsou experimenty tohoto typu stále aktuální a mohou přinést nové informace. Ve výsledcích lze lépe pozorovat efekty a studovat parametry, které formují chování povrchových nerovností.

Byly realizovány experimenty s modelovými výstupky, které byly snímány s použitím vysokorychlostní kamery při průchodu kontaktem. Prezentované profily korespondují s publikovanými výsledky, Felix-Quinonez [65]. Na vstupu do kontaktu jsou obě složky (PŘ a KV) na stejné pozici a je obtížné je odlišit, jak postupuje nerovnost kontaktem dochází k separaci jednotlivých složek díky jejich rozdílné rychlosti. Přičemž všeobecně lze nalézt okamžik, kdy jsou obě komponenty téměř úplně separovány. Bylo potvrzeno, že deformace složky PŘ je nezávislá na velikosti skluzové rychlosti (platí pro podmínky dostatečně velké skluzové rychlosti, aby se projevila nelineární odezva maziva, viz předchozí kapitola). Velikost deformace se měnila se změnou unášivé rychlosti (střední tloušťky maziva) a obecně byla vyšší než při čistém valení. Průběh složky PŘ vykazuje nesymetrickou deformaci podobně jako u čistého valení. Z průběhů profilů je znatelná výrazně větší amplituda KV složky pří kladném poměru kluz-valení a naopak menší amplituda při záporném poměru.

Další otázky, které lze položit se týkají oblasti lineárního chování a vlivu efektu vtlačeného filmu za podmínek valení s částečným skluzem. Lze předpokládat, že z velké části jsou mechanismy útlumu nerovností stejné pro čisté valení a valení s částečným skluzem, faktické rozdíly plynou především z nenewtonského chování maziva za přítomnosti skluzu. Poté, pokud by nelineární odezva maziva neměla výrazný vliv, tak lze očekávat obdobné limity použitelnosti modelu jako v případě čistého valení. Tento předpoklad však doposud nebyl ověřen experimenty.

Amplituda komplementární vlny

Měřené profily pro jeden okamžik průchodu nerovnosti byly porovnány s predikcí. Pro predikci PŘ složky byl použit model dle Hooke [53], predikce KV složky byla založena na aproximativních vztazích dle Morales-Espejel [80] a míra útlumu KV dle Hooke [53]. Pro podmínky kladného poměru kluz-valení je shoda mezi predikcí a měřením na velmi dobré úrovni, významnější odchylky je možné pozorovat pouze u asymetrické deformace PŘ složky. Naopak při záporném poměru kluz-valení jsou odchylky výraznější. Průběh KV složky se výrazně odlišuje od měření. Není vystižena nejen velikost, ale také orientace amplitudy, tj. průběh KV, který směřuje do povrchu, naopak model předpokládá obdobný tvar KV jako je tvar původní nerovnosti. Zmíněné skutečnosti poukazují na nesoulad chování při záporné hodnotě poměru kluz-valení a zasloužily by si další detailní rozbor. Teoreticky mohou rozdíly plynout z následující úvahy odlišných podmínek, které panují na vtoku do kontaktu. V situaci, kdy rychlejší je hladký disk a mazivo má vyšší rychlost na straně disku, nerovnosti omezují tok maziva do kontaktu podobně jako šoupátko ve ventilu. Na rozdíl od situace, kdy rychlejší je drsná kulička a mazivo má vyšší rychlost na straně kuličky, pak nerovnosti fungují jako zásobárny, které pumpují do kontaktu mazivo. Výsledný efekt lze vzdáleně přirovnat k zubovému čerpadlu, které dopravuje kapalinu v zubových mezerách.

Další vliv je možné spatřovat v použité kontaktní dvojici. Aby bylo možné optické pozorování, je použitá kontaktní dvojice sklo na ocelové kouli, přičemž modul pružnosti skla je dva a půl krát nižší než modul pružnosti oceli. Proto bude skleněný disk pod kontaktním zatížením deformován výrazněji než ocelová kulička. Při použití TFCI a podobných interferenčních metod není v měření tato deformace postihnuta, jelikož interference vzniká díky rozdílu optických drah mezi chromovou vrstvou na skle a povrchem kuličky. Výsledný skutečný tvar mazací vrstvy může teoreticky ovlivňovat pozorované chování. Zde se nabízí realizovat experimenty při použití safírového disku, který má výrazně vyšší modul pružnosti než sklo a o zhruba polovinu vyšší modul pružnosti než ocel.

Nutné je konstatovat, že kromě samotné velikosti amplitudy KV složky má významný vliv koeficient míry útlumu KV (β), který dle současné definice může redukovat amplitudu KV již na vtoku do kontaktu. Zároveň určuje mezní vlnovou délku, která je v složce KV obsažena. Kvalitativně byla pozorována vyšší míra útlumu v případě, kdy poměr kluz-valení je záporný, tj. kulička je rychlejší než disk. Teoreticky lze tuto skutečnost zdůvodnit vyšší rychlostí povrchu s nerovnostmi při $\sum < 0$ než v případě kdy $\sum > 0$. Jelikož je útlum KV důsledkem nenewtonského chování lze očekávat výraznější vliv při vyšší rychlosti povrchu s nerovnostmi. Míra útlumu nebyla dosud přímo experimentálně studována a představuje jednu z možných cest pro další studium.

Analýza komplementární vlny z měření reálných povrchů

V Článku II jsou publikovány výsledky analýzy reálných povrchů za podmínek valení s částečným skluzem, jejíž cílem bylo extrahovat z měření složku KV a tu dále studovat. Podstatou bylo odečtení predikované složky PŘ od změřené tloušťky

maziva, tím byla získána tzv. residuální tloušťka, která byla analyzována FFT postupem popisovaným v kapitole 5.3. Bylo nutné postup modifikovat a připustit určitá zjednodušení (viz kapitola 5.3.3). Z měření bylo možné vysledovat trend snižující se hodnoty střední kvadratické úchylky povrchu Rq se zvyšujícím se poměrem v/u. Pokud se tyto hodnoty převedou na poměr kluz-valení, tak pro rychlejší disk $\sum > 0$ byl parametr Rq vyšší než při čistém valení a naopak při rychlejší kuličce $\sum < 0$ byla hodnota nižší oproti hodnotě při čistém valení. Stejný trend byl pozorován i při experimentech s modelovými nerovnostmi a také v publikaci [12].

Dále v profilech residuální tloušťky bylo možné pozorovat fluktuace tloušťky, jejíž pozice korespondovaly s teoretickými pozicemi KV složky v reakci na rýhu obsaženou ve studovaném povrchu. Výsledky FFT analýzy svým trendem korespondují s teoretickými průběhy viz Hooke [53]. Ovšem pro podmínky blížící se čistému valení byl znatelný odklon hodnot k vyšším poměrům amplitudy h_c/A_i. Souhrnně výsledky vykazovaly větší rozdíly v amplitudovém poměru při různých skluzových poměrech, než prezentoval Hooke pro podobné skluzové poměry [55]. Při uvažování možných příčin je nutné poznamenat, že experimenty byly realizovány při podmínkách v rozsahu parametru $S = 1,8 - 2,5$ a porovnány s výsledky Hooka pro parametr $S = 5$, 7, 10. Zároveň bylo při analýze v FFT spektru residuální tloušťky zastoupeny harmonické komponenty o krátkých vlnových délkách, které by dle současné teorie neměly být součástí KV složky (viz Článek II–obr. 11). Detaily a souvislosti možných příčin jsou dále diskutovány v Článku II.

Další pozorované efekty

Během experimentů byly získány výsledky, které poukázaly na další efekty spojené se studovanými povrchy. Na sérii interferogramů s příčně orientovanou rýhou je patrné souvislé prolomení, které se šíří střední rychlostí maziva. Podobný efekt byl publikován Kanetou [12], ovšem k souvislému prolomení došlo pouze v případě záporného poměru kluz-valení. Při kladném poměru došlo pouze k lokálnímu ovlivnění a tloušťka od určitého okamžiku opět vzrostla. Tento rozdíl lze označit za přechod mezi oběma módy. Z uskutečněných experimentů jsou parametry, které ovlivňují výskyt efektu rychlost povrchů (nebo tloušťka mazací vrstvy), velikost nerovnosti a charakter nerovnosti (např. příčná rýha versus mikrovtisk). Lze navrhnout vysvětlení, které se opírá o důvodný předpoklad velmi nízkého tlaku uvnitř příčné rýhy. Mazivo za tohoto tlaku nemá dostatečnou viskozitu a proto je umožněn tok maziva vlivem gradientu tlaku („pressure flow“). Zároveň konfigurace nerovnosti, která je napříč celým kontaktem umožňuje boční výtok maziva z rýhy a tedy během průchodu kontaktem nevznikne uvnitř dostatečný tlak a stav je neměnný po celou dobu průchodu. Dále lze diskutovat místo na vstupní hraně rýhy, kde lze očekávat obdobné podmínky prudkého nárůstu tlaku, jako ve vtokové oblasti hladkého EHD kontaktu. Rozdíly jsou však patrné, u nerovnosti nedojde k šíření maziva dále do kontaktu jako je tomu na vtoku do hladkého EHD kontaktu. Z čehož lze usoudit, že nárůst tlaku musí být natolik strmý, že produkuje smykové napětí, které viskózní síly maziva nejsou schopny překonat. Teprve se vrůstající tloušťkou se zvyšuje tlak v rýze, který je spjat s vyšší viskozitou a tedy i většími viskózními silami. Poté dochází k přechodu do druhého režimu, při kterém je v celé kontaktní oblasti dostatečný tlak

a chování nerovnosti lze alespoň kvalitativně popsat MAÚ. Tato hypotéza je podpořena pozorovanou kavitací uvnitř rýh, což vypovídá o přítomném velmi nízkém tlaku. Při přechodu rýhy do druhého režimu a také u mikrovtisků nebyla kavitace pozorována. Zároveň však na rozdíl od rýh bylo problematické pozorovat změny uvnitř nejhlubších mikrovtisků. V těchto místech kvůli své velké hloubce a lokální strmosti povrchu vzniká minimální interference.

7.1 Souhrn nových poznatků a význam pro další rozvoj vědního oboru

V disertační práci byly prezentovány následující nové poznatky a postupy rozšiřující současný stav poznání:

- Byl využit inovativní in-situ přístup k měření topografie a tloušťky mazací vrstvy na totožném místě povrchu.
- Byl nalezen originální způsob zpracování změřených dat reálných povrchů, který byl podpořen realizovanými simulacemi.
- Byly prezentovány výsledky, které poprvé verifikovaly teoreticky navržený model amplitudového útlumu na reálných površích.
- Byly získány další výsledky s podélně orientovanými nerovnostmi, které potvrdily předpoklady o vlivu směrovosti.
- Byly prezentovány nové informace o limitech použitelnosti modelu amplitudového, založené na výsledcích experimentů s reálnými a modelovými povrchy.
- Byly cíleně studovány rozdíly mezi povrchovými výstupky, rýhami a reálným povrchem v návaznosti na model uvažující fázovou změnu harmonických složek.
- Byla extrahována komplementární vlna (KV) jako jedna složka měřených dat za podmínek valení s částečným skluzem, která byla následně analyzována. Výsledné hodnoty amplitudového poměru KV ukázaly kvalitativní shodu s publikovanými výsledky.
- Bylo studováno chování modelových nerovností za podmínek valení s částečným skluzem, které vedlo k dosud nepublikovaným výsledkům. Pro kladný smysl poměru kluz-valení byla pozorována velmi dobra shoda modelu s měřením, u záporného poměru naopak rozpor, který pobízí k dalšímu studiu.

Prezentovaný přehled současného stavu je doprovázen podrobným a kritickým hodnocení, které může posloužit jako motivace pro další studium. V metodách přístupu byly analyzovány širší okolnosti současného stavu poznání a podrobně popsán původní způsob analýzy experimentálních dat. V řadě případů jsou prezentované výsledky první svého typu a poskytují informace o zásadních otázkách dané problematiky. Souhrnně poprvé bylo využito měření reálných povrchů ke kvantitativní analýze chování harmonických složek a výsledky analýzy porovnány s modelem amplitudového útlumu. Rozsáhlá diskuze výsledků přináší nejen nové, původní a fundamentální závěry, ale také řadu podnětů a otázek pro další studium. Autor disertační práce spatřuje zásadní význam a důležitost tohoto tématu pro budoucí rozvoj nejen

praktické aplikace, ale i teoretické analýzy chování tribologických rozhraní. Jako součásti generace lidí je jeho osobitou samozřejmostí věci dále rozvíjet a prohlubovat poznání zákonitostí naši reality.

8 ZÁVĚR

Disertační práce se zabývá studiem chování povrchových nerovností při průchodu elastohydrodynamickým kontaktem. Zaměřuje se na nejaktuálnější a obecný model popisu chování povrchových nerovností v EHD kontaktu tzv. model amplitudového útlumu, který byl na základě teoretických simulací navržen v 90. letech 20. století. Dle modelu je deformace povrchových nerovností závislá na vlnové délce, kdy dlouhé vlnové délky se deformují více než krátké. Přestože tento model může být použit jako obecný a rychlý nástroj k predikci chování povrchů s libovolnými nerovnostmi v EHD kontaktu, vhodný pro inženýrskou praxi, nebyl dosud na reálných površích ověřen.

Obsahem disertační práce je přehled současného stavu zakončený detailní analýzou a kritickým zhodnocením. Dále práce obsahuje část zaměřenou na analýzu teoretických modelů, popis originálního a původního způsobu analýzy amplitudového poměru z naměřených dat reálných povrchů včetně simulací možných chyb a popisu experimentální aparatury, metod a materiálu. Součástí práce jsou výsledky tykající se jak experimentů s reálnými, tak s modelovými nerovnostmi za podmínek čistého valení i valení s částečným skluzem. Práce uvádí souhrn dvou článků (viz příloha) publikovaných v impaktovaném časopise, zabývajících se modelem amplitudového útlumu.

Hlavním cílem disertační práce bylo experimentální ověření modelu amplitudového útlumu na površích s reálnými nerovnostmi. Pro experimentální studium byly využity dvě optické metody - interferometrie s řízenou změnou fáze a kolorimetrická interferometrie, které poskytly nedeformovanou topografii povrchu a rozložení tloušťky maziva v EHD kontaktu utvářeném ve styku hladkého disku a ocelové koule s povrchovými nerovnostmi. Získané výsledky v mnoha případech kvalitativně i kvantitativně potvrdily teoreticky navržený model. Jindy poukázaly na neshody mezi modelem a experimenty či směr dalšího studia. Poznatky obsažené v této práci budiž důkazem splnění vytyčeného cíle.

SEZNAM OBRÁZKŮ

2.1 Amplitudový útlum harmonických nerovností v liniovém a bodovém kontaktu za podmínek čistého valení. 17
2.2 Amplitudový útlum pro liniový (prázdné tvary) a bodový kontakt (plné tvary); a) Příčná nerovnost; b) Isotropní nerovnost; c) Podélná nerovnost. 18
2.3 Model amplitudového útlumu zohledňující fázovou změnu [37]. 19
2.4 Vliv vlnové délky na pertubace tlak ve středu kontaktu a tloušťky mazací vrstvy. Směrem od vrchu dolů: rozložení tloušťky a tlaku pro hladký kontakt, diagramy pro příčně orientované nerovnosti, podélně orientované nerovnosti (ve směru valení). Zleva doprava zvyšování zatížení: $P = 10, S = 7,13; P = 20, S = 6; P = 40, S = 5,05$. 20
2.5 Bezrozměrný minimální tlak nezbytný pro linearizování 1D Reynoldsovy rovnice; Průběh dle vztahu 2.10; Ostatní parametry dle [80]. . . 21
2.6 Ilustrace efektů uvnitř EHD kontaktu za podmínek valení a částečným skluzem [43]. 21
2.7 a) Tokové křivky různých reologických modelů [101]; b) Toková křivka a efektivní viskozity uvnitř kontaktu [53]. 24
2.8 Poměrná deformace povrchové nerovnosti v závislosti na bezrozměrné vlnové délce. 26
2.9 Profily povrchových výstupků, [63]. 27
2.10 a) Relativní výška deformované nerovnosti v závislosti na parametru vlnové délky, [63]; b) Výsledky vynesené v závislosti na parametru ∇ vykresleny Hookem [39]. 27
2.11 Porovnání predikce (plná čára) s měřením (body), [39]. 28
2.12 (a) Profil povrchových nerovností ve směru valení; (b) Amplitudový útlum povrchových nerovností v závislosti na parametru ∇ dle 2.8. . 28
2.13 Relativní výška příčně a podélně orientovaných povrchových nerovností v porovnání s teoretickým řešením Hooka [39](analýzou pertubací). 29
2.14 Výsledky měření podélně orientovaných modelových nerovností. a) Srovnání skutečné a predikované hodnoty R_q; b) Srovnání modelu s měřením při použití více viskózního oleje; [69]. 30
2.15 Porovnání původního nedeformovaného, deformovaného v EHD kontaktu (rychlost 10 mm/s), deformovaného povrchu statickým kontaktem s výsledky modelu amplitudového útlumu [71]. 30
2.16 Rozložení tloušťky maziva při průchodu nerovnosti kontaktem pro dvě různé kombinace maziva a teploty, [61]. 31
2.17 Relativní výška povrchové nerovnosti v závislosti na bezrozměrné vlnové délce [61]. 31
2.18 Interferogramy a profily mapující tloušťku maziva při průchodu modelové nerovnosti kontaktem a) $\sum = 0$ (čisté valení), b) $\sum = -0,5$ (kulička rychlejší než disk), c) $\sum = 0,5$ (disk rychlejší než kulička), [62]. 32

2.19 a) Porovnání měření s predikcí získanou pomocí modelu amplitudového útlumu pro liniový kontakt dle vztahů 2.5, 2.4; [66]; b) Porovnání predikce (plná čára) dle Hooka [39] s měřením [62] (body) za podmínek čistého valení. Čerchovaně zaznačen původní profil. 33
2.20 Porovnání měření dvourozměrných povrchových výstupků s plně numerickým řešením uvažující newtonský (N) a nenewtonský model maziva (NN) [67]; a) $\sum = 0$, b) $\sum = 1$, c) $\sum = -1$. 33
2.21 Porovnání měření Kanety [60] s predikcí dle Hooka [39] získanou pomocí modelu amplitudového útlumu s uvažováním fázové změny. . . . 34
2.22 Teoretické „lift-off“ křivky pro různé typy povrchů (broušený, honovaný, isotropní, honovaný do kříže) [72]. 36
2.23 Křivka rizika poškození c_N pro kruhový kontakt [76]. 37
2.24 Porovnání maximálního přírůstku tlaku v místě povrchového výstupku získaného pomocí predikce dle MAÚ a plným řešením pro různé hodnoty centrální tloušťky. Podmínky $P = 20, S = 4$ až 17, šířka nerovností $w/b = 0,1$ a $0,4$ a) čisté valení; b) poměr kluz - valení $\sum = 1$; [55]. 38
2.25 Porovnání rozložení tlaku a podpovrchových napětí pro různé případy; a) hladký kontakt; b) harmonické nerovnosti za podmínek suchého kontaktu; b) harmonické nerovnosti při podmínkách plného EHD; [79]. 38
2.26 Porovnání podílu rozdělení zatížení ϕ_{bl}, určeného pomocí teoretického modelu a měřením, v závislosti na rychlosti různých typů povrchů [80]. 39
2.27 Křivka popisující změnu hodnoty Rq pro různé typy povrchů v závislosti na parametru provozních podmínek ∇_f; a) válečkové ložisko, b) kuželíkové ložisko; [81]. 40
2.28 Porovnání upraveného parametru κ s parametrem Λ; [81]. 41
2.29 Porovnání experimentálních a teoretických hodnot; a) Místo poškození pozorované při experimentu; b) průběh tlaku a podpovrchových napětí v okotí mikrovtisku dle teoretického modelu; c) poškození způsobené mikropittingem po 749×10^6 cyklech; d) kumulativní poškození dle Palmgren-Miner teorie; [82]. 42
5.1 Schéma měřicí aparatury. 49
5.2 Schéma in-situ měření. 50
5.3 a) Příklad změřeného povrchu s povrchovými nerovnostmi po broušení; b) Povrch kalibrovaného prahu standardu SHS 880 QC VLSI. . . 51
5.4 a) Reálný povrch kuličky; b) Příčně orientované modelové výstupky c) Příčně orientované vrypy d) Příčně a podélně orientované umělé struktury. 52
5.5 Porovnání publikovaných modelů pro podmínky bodového kontaktu a čisté valení; a) Absolutní hodnoty všech modelů dle Tab. 5.4; b) Modely uvažující fázové změny (Abs - absolutní hodnota, Re - reálná část, Im - imaginární část, Phase - fáze). 55
5.6 Porovnání publikovaných modelů pro podmínky liniového kontaktu a čisté valení. 56

5.7 Křivky definující amplitudu PŘ (a), celková amplituda KV+PŘ (b), amplituda KV (c), míra útlumu KV na vzdálenosti b (d), definovaná jako $\exp(-\beta b)$. Model dle Morales-Espejel [80]; (e) Porovnání míry útlumu prvních tří modelů dle tab. 5.5. 59
5.8 Základní schéma zpracování dat. 62
5.9 Schéma postupu výpočtu predikce změny topografie obecných nerovností pomocí modelu amplitudového útlumu. 67
6.1 Součet výsledků všech šesti experimentů prezentovaných v Článku I. . 69
6.2 a) Nedeformovaný povrch mimo kontakt b) Deformovaný povrch uvnitř kontaktu. 70
6.3 Porovnání nedeformovaného profilu povrchu, predikce pomocí MAÚ a výsledků měření povrchu v kontaktu. 70
6.4 Porovnání nedeformovaného profilu povrchu, predikce pomocí MAÚ a výsledků měření povrchu v kontaktu. 71
6.5 a) Centrální řezy tloušťky hladkého kontaktu, kontaktu s příčnými nerovnostmi a původní topografie nerovností; b) Centrální řezy tloušťky kontaktu s příčnými nerovnostmi při čtyřech různých rychlostech valení. 73
6.6 a) Centrální profil relativní tloušťky mazací vrstvy, profil původní topografie příčných výstupků a predikcí dle Hooke [29], Lubrecht a Venner [28], [32], [33] a modifikovaný model Hooke [36]; b) Výsledky FFT analýzy měření tloušťky a topografie dle postupu popsaném v kapitole 5.3. 74
6.7 Centrální profil relativní tloušťky mazací vrstvy, profil původní topografie dvojice příčných rýh a průběh predikcí dle Hooke 1999 [29], Lubrecht-Venner 1999 [28], [32], [33] a modifikovaný model Hooke 2005 [36] 74
6.8 Profil rozložení tloušťky mazací vrstvy, porovnán s profilem predikce s fázovou změnou Hooke 2005 [36] a bez fázové změny Lubrecht-Venner 1999 [28], [32]. 75
6.9 Výsledky FFT analýzy podélně orientovaných nerovností porovnané s teoretickým průběhem dle Hooke 1999 [29], Lubrecht-Venner 1999 [28], [32]. 76
6.10 Výsledky analýzy komplementární vlny; a) Amplitudový poměr v závislosti na parametru ∇ pro rychlost $0,0044$ m/s a různé skluzové poměry porovnaný s výsledky Hooke [55]; b) Amplitudový poměr pro tři hodnoty skluzového poměru porovnaný s výsledky Hooke [53] pro obdobné skluzové poměry v/u. 78
6.11 Výsledky měření průchodu modelového výstupku přes EHD kontakt za podmínek valení s částečným skluzem; a) poměr kluz-valení $\sum = 1$; b) poměr kluz-valení $\sum = -1$. Šipka znázorňuje směr toku maziva kontaktem. 79
6.12 Centrální profil tloušťky a původní topografie; a) poměr kluz-valení $\sum = 1$ b) poměr kluz-valení $\sum = -1$ 80
6.13 Porovnání změřeného centrálního profilu tloušťky maziva a predikce dle MAÚ (posutp viz kapitola 5.4); a) poměr kluz-valení $\sum = 1$; b) poměr kluz-valení $\sum = -1$. 81

6.14 Interferogramy zachycující jeden stav při průchodu čtyř různých modelových nerovností EHD kontaktem za poměru kluz-valení $\sum = 1$ (disk rychlejší než kulička s nerovnostmi) a při rychlostech šesti různých rychlostech. 82
7.1 a) Popis mechanismu útlumu ve stokové oblasti kontantu, Glovnea [61]; b) Výsledky semi-analytického řešení dle Hooke [39], složky amplitudy tloušťky a tlaku v a mimo fázi s původní harmonickou vlnou. 85

SEZNAM TABULEK

5.1 Mechanické vlastnosti kontaktních dvojic. 53
5.2 Vlastnosti použitých maziv; [1] Měřena na rotačním viskozimetru s kontrolou teploty; [2] Data Scott Bair z Georia Institute of Technology - měřeno na vysokotlakém viskozimetru; [3] Dle konzultace - Scott Bair z Georia Institute of Technology. 54
5.3 Modely amplitudového útlumu pro liniový kontakt a podmínky čistého valení. 57
5.4 Modely amplitudového útlumu pro bodový kontakt a podmínek čistého valení. 58
5.5 Modely amplitudového útlumu pro podmínky valení s částečným skluzem. 61
6.1 Globální parametry původního povrchu, predikce dle MAÚ a měření v kontaktu. 72
6.2 Porovnání globálních parametrů původního povrchu, predikce dle MAÚ a měření v kontaktu pro příčně orientované nerovnosti; [1] - Kovariance daného povrchu s naměřenými daty tloušťky; [2] - Průměrná diference mezi daným povrchem a naměřenými daty tloušťky. 76

LITERATURA

[1] CHENG, H.S.; DYSON, A. Elastohydrodynamic lubrication of circumferentially-ground rough disks.*ASLE Transactions*, 1978, vol. 21, no. 1, p. 25-40.

[2] GOGLIA, P.R. The effect of surface irregularities on the elastohydrodynamic lubrication sliding line contacts. Part I: single irregularities. *In T.F. CONRY. J. Lubric. Technol.: Trans. ASME F*, 1981, vol. 106, p. 104-112.

[3] GOGLIA, P.R. The effect of surface irregularities on the elastohydrodynamic lubrication sliding line contacts. Part II: wavy surfaces.*In T.F. CONRY. J. Lubric. Technol.: Trans. ASME F*, 1981, vol. 106, p. 113-119.

[4] CHANG, L.; WEBSTER, M.N. A study of elastohydrodynamic lubrication of rough surfaces. *In Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 1991, vol. 113, no. 1, p. 110-115.

[5] VENNER, C.H.; LUBRECHT, A.A.; NAPEL, W.E.T. Numerical Simulation of the Overrolling of a Surface Feature in an EHL Line Contact. *Journal of Tribology*, 1991, vol. 113, no. 4, p. 777-783.

[6] TALLIAN, T.E. On competing failure modes in rolling contact, *Trans. of ASLE*, 1967, vol. 10, p. 418 - 439.

[7] TALLIAN, T.E.; MCCOOL, J.I. An engineering surface model of spalling fatique failure in rolling contact - the surface model, *Wear*, 1971, vol. 17, p. 447-461.

[8] TALLIAN, T.E. Pressure and traction rippling in elastohydrodynamic contact of rough surfaces, *Trans. ASME, F, J. Lubr. Technol.*, 1974, vol. 96, p. 398-409.

[9] TALLIAN, T.E.; CHIU, Y.P.; VAN AMERONGEN, E. Prediction of traction and microgeometry effects on rolling contact fatique life, *J. Trans. ASME, F, J. Lubr. Technol.*, 1978, vol. 100, 156-166.

[10] PATIR, N.; CHENG, H.S. Effect of surface orientation on the central film thickness in EHD contacts. *In Dowson D. et al. Proceedings of 5th Leeds-Lyon Symposium, Leeds*, 1978, p. 15-21.

[11] KANETA, M.; CAMERON, A. Effects of asperities in elastohydrodynamic lubrication. *Journal of Lubrication Technology-Transactions of the ASME*, 1980, vol. 102, no. 3, p. 374-379.

[12] KANETA, M. Effects of surface-roughness in elastohydrodynamic lubrication. *JSME International Journal Series III-Vibration Control Engineering Engineering for Industry*, 1992, vol. 35, no. 4, p. 535-546.

[13] KANETA, M.; SAKAI, T.; NISHIKAWA, H. Optical interferometric observations of the effects of a bump on point contact EHL. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 1992, vol. 114, no. 4, p. 779-784.

[14] KANETA, M.; SAKAI, T.; NISHIKAWA, H. Effects of surface-roughness on point-contact EHL. *Tribology Transactions*, 1993, vol. 36, no. 4, p. 605-612.

[15] KANETA, M.; NISHIKAWA, H. Local reduction in thickness of point-contact EHL films caused by a transversely oriented moving groove and its recovery. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 1994, vol. 116, no. 3, p. 635-639.

[16] KANETA, M.; et al. Abnormal phenomena appearing in EHL contacts. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 1996, vol. 118, no. 4, p. 886-892.

[17] KANETA, M.; NISHIKAWA, H. Experimental study on microelastohydrodynamic lubrication. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology*, 1999, vol. 213, no. 5, p. 371-381.

[18] LUBRECHT, A.A. *Numerical solution of the EHL line and point contact problem using multigrid techniques.* The Netherlands, PhD thesis, 1987, University of Twente.

[19] VENNER, C.H. *Multilevel solution of the EHL line and point contact problems.* Enschede., The Netherlands, PhD thesis, 1991, University of Twente.

[20] VENNER, C.H.; LUBRECHT, A.A. *Multi-level methods in lubrication.* Amsterdam: Elsevier, 2000, p. 400.

[21] CHANG, L.; WEBSTER, M.N.; JACKSON, A. On the pressure rippling and roughness deformation in elastohydrodynamic lubrication of rough surfaces. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 1993, vol. 115, no. 3, p. 439-444.

[22] VENNER, C.H.; LUBRECHT, A.A. Transient analyses of surface features in an EHL line contact in the case of sliding. *Trans. ASME, J. Trib*, 1994, vol. 116, p. 186-193.

[23] EHRET, P.; DOWSON, D.; TAYLOR, C.M. Time-Dependent Solutions with Waviness and Asperities in EHL Point Contacts. *In Tribology Series.* Elsevier, 1997, vol. 32, p. 313-324.

[24] VENNER, C.H.; LUBRECHT, A.A. Numerical Analysis of the Influence of Waviness on the Film Thickness of a Circular EHL Contact. *Journal of Tribology*, 1996, vol. 118, no. 1, p. 153-161.

[25] LUBRECHT, A.A. Influence of Local and Global Features in EHL Contacts. *In D. DOWSON. Tribology Series.* Elsevier, 1997, vol. 32, p. 17-25.

[26] VENNER, C.H.; et al. Amplitude Reduction of Waviness in Transient EHL Line Contacts. *In Tribology Series.* Elsevier, 1997, vol. 32, p. 103-112.

[27] HOOKE, C.J. Surface roughness modification in elastohydrodynamic line contacts operating in the elastic piezoviscous regime. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 1998, vol. 212, no. J2, p. 145-162.

[28] LUBRECHT, A.A.; VENNER, C.H. Elastohydrodynamic lubrication of rough surfaces. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 1999, vol. 213, no. J5, p. 397-404.

[29] HOOKE, C.J. Surface roughness modification in EHL line contacts - the effect of roughness wavelength, orientation and operating conditions. *Lubrication at the Frontier - the Role of the Interface and Surface Layers in the Thin Film and Boundary Regime*. 1999, vol. 36, p. 193-202.

[30] HOOKE, C.J. The behaviour of heavily loaded line contacts with transverse roughness. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C-Journal of Mechanical Engineering Science*, 1999, vol. 213, no. 4, p. 309-320.

[31] HOOKE, C.J. The behaviour of low-amplitude surface roughness under line contacts. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 1999, vol. 213, no. J4, p. 275-286.

[32] VENNER, C.H.; LUBRECHT, A.A.; DOWSON, D. Amplitude Reduction of Non-Isotropic Harmonic Patterns in Circular EHL Contacts, under Pure Rolling. *In Tribology Series*. Elsevier, 1999, vol. 36, p. 151-162.

[33] VENNER, C.H.; KANETA, M.; LUBRECHT, A.A. Surface roughness in elastohydrodynamically lubricated contacts, *In: Tribology and Interface Engineering Series, Proceedings of the 26th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, Elsevier, 2000, vol. 38, p. 25-36.

[34] HOOKE, C.J.; VENNER, C.H. Surface roughness attenuation in line and point contacts. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2000, vol. 214, no. J5, p. 439-444.

[35] VENNER, C.H.; LUBRECHT, A.A. An engineering tool for the quantitative prediction of general roughness deformation in EHL contacts based on harmonic waviness attenuation. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2005, vol. 219, no. J5, p. 303-312.

[36] HOOKE, C.J. The effect of roughness in EHL contacts. *Tribology and Interface Engineering Series*. Elsevier, 2005, vol. 48, p. 31-46.

[37] HOOKE, C.J. Roughness attenuation and pressure rippling in EHL contacts. *In R.W. SNIDLE et al. IUTAM Symposium on Elastohydrodynamics and Micro-Elastohydrodynamics*. 2006, vol. 134, p. 411-422.

[38] HOOKE, C.J.; LI, K.Y. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough, elastohydrodynamically lubricated contacts under pure rolling. Part 1:

low amplitude, sinusoidal roughness. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C-Journal of Mechanical Engineering Science*, 2006, vol. 220, no. 6, p. 901-913.

[39] HOOKE, C.J.; LI, K.Y. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough, elastohydrodynamically lubricated contacts under pure rolling. Part 2: general roughness. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C-Journal of Mechanical Engineering Science*, 2006, vol. 220, no. 6, p. 915-925.

[40] JOHNSON, K.L.; TEVAARWERK, J.L. Shear Behaviour of Elastohydrodynamic Oil Films. *In Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 1977, vol. 356, p. 215-236.

[41] GREENWOOD, J.A.; JOHNSON, K.L. The behavior of transverse roughness in sliding elastohydrodynamically lubricated contacts. *Wear*, 1992, vol. 153, no. 1, p. 107-117.

[42] GREENWOOD, J.A.; MORALES-ESPEJEL, G.E. The behaviour of real transverse roughness in a sliding EHL contact. *Tribology Series. Elsevier*, 1993, vol. 25, p. 227-236.

[43] GREENWOOD, J.A.; MORALES-ESPEJEL, G.E. The behaviour of transverse roughness in EHL contacts. *ARCHIVE: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology*, 1994, vol. 208, no. 210, p. 121-132.

[44] CHANG, L.; ZHAO, W. Fundamental differences between newtonian and non-newtonian micro-EHL results. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 1995, vol. 117, no. 1, p. 29-35.

[45] GREENWOOD, J.A.; MORALES-ESPEJEL, G.E. The amplitude of the complementary function for wavy EHL contacts. *In D. Dowson Tribology Series. Elsevier*, 1997, vol. 32, p. 307-312.

[46] VENNER, C.H.; MORALES-ESPEJEL, G.E. Amplitude reduction of small-amplitude waviness in transient elastohydrodynamically lubricated line contacts. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 1999, vol. 213, no. J6, p. 487-504.

[47] HOOKE, C.J. The behaviour of low-amplitude surface roughness under line contacts: non-Newtonian fluids. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2000, vol. 214, no. J3, p. 253-265.

[48] HOOKE, C.J. Non-Newtonian effects in dynamic EHL contacts. *In G. DALMAZ et al. Transient Processes in Tribology.* 2004, vol. 43, p. 215-224.

[49] LI, K.Y.; HOOKE, C.J. Non-Newtonian effects in rough EHL contacts. *In G. DALMAZ et al. Transient Processes in Tribology.* 2004, vol. 43, p. 167-177.

[50] HOOKE, C.J. The effect of roughness in EHL contacts. *In Tribology and Interface Engineering Series*. Elsevier, 2005, vol. 48, p. 31-46.

[51] HOOKE, C.J. Roughness in rolling-sliding elastohydrodynamic lubricated contacts. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2006, vol. 220, no. J3, p. 259-271.

[52] CHAPKOV, A.D.; VENNER, C.H.; LUBRECHT, A.A. Roughness amplitude reduction under non-Newtonian EHD lubrication conditions. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 2006, vol. 128, no. 4, p. 753-760.

[53] HOOKE, C.J.; LI, K.Y.; MORALES-ESPEJEL, G. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough, rolling-sliding elastohydrodynamically lubricated contacts. Part 1: low-amplitude, sinusoidal roughness. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C-Journal of Mechanical Engineering Science*, 2007, vol. 221, no. 5, p. 535-550.

[54] HOOKE, C.J.; LI, K.Y.; MORALES-ESPEJEL, G. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough, rolling-sliding elastohydrodynamically lubricated contacts. Part 2: general, non-sinusoidal roughness. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C-Journal of Mechanical Engineering Science*, 2007, vol. 221, no. 5, p. 551-564.

[55] HOOKE, C.J. Engineering analysis of rough elastohydrodynamically lubricated contacts. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2009, vol. 223, no. J3, p. 517-528.

[56] HOOKE, C.J.; LI, K.Y. Roughness in elastohydrodynamic contacts. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C-Journal of Mechanical Engineering Science*, 2010, vol. 224, no. C12, p. 2599-2609.

[57] GUANGTENG, G. et al. Mapping of surface features in the thin film lubrication regime. *Lubrication at the Frontier - the Role of the Interface and Surface Layers in the Thin Film and Boundary Regime*. 1999, vol. 36, p. 175-183.

[58] GUANGTENG, G. et al. An experimental study of film thickness between rough surfaces in EHD contacts. *Tribology International*, 2000, vol. 33, no. 3-4, p. 183-189.

[59] GUANGTENG, G. et al. Lubricant film thickness in rough surface, mixed elastohydrodynamic contact. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 2000, vol. 122, no. 1, p. 65-76.

[60] KANETA, M.; TANI, N.; NISHIKAWA, H. Optical interferometric observations of the effect of moving transverse asperities on point contact EHL films. *Edtion ed.*, 2003, p. 101-109. ISBN 0-444-51243-8.

[61] GLOVNEA, R.P. et al. Compression of a single transverse ridge in a circular elastohydrodynamic contact. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 2003, vol. 125, no. 2, p. 275-282.

[62] FELIX-QUINONEZ, A.; EHRET, P.; SUMMERS, J.L. New experimental results of a single ridge passing through an EHL conjunction. *Journal of Tribology-Transactions of the AsSME*, 2003, vol. 125, no. 2, p. 252-259.

[63] CHOO, J.W. et al. The effects of three-dimensional model surface roughness features on lubricant film thickness in EHL contacts. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 2003, vol. 125, no. 3, p. 533-542.

[64] CHOO, J.W.; OLVER, A.V.; SPIKES, H.A. Influence of surface roughness features on mixed-film lubrication. *Lubrication Science*, 2003, vol. 15, no. 3, p. 219-232.

[65] FELIX-QUINONEZ, A.; EHRET, P.; SUMMERS, J.L. Numerical analysis of experimental observations of a single transverse ridge passing through an elastohydrodynamic lubrication point contact under rolling/sliding conditions. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2004, vol. 218, no. J2, p. 109-123.

[66] FELIX-QUINONEZ, A. et al. Fourier analysis of a single transverse ridge passing through an elastohydrodynamically lubricated rolling contact: a comparison with experiment. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2004, vol. 218, no. J1, p. 33-43.

[67] FELIX-QUINONEZ, A.; EHRET, P.; SUMMERS, J.L. On three-dimensional flat-top defects passing through an EHL point contact: A comparison of modeling with experiments. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 2005, vol. 127, no. 1, p. 51-60.

[68] KANETA, M.; NISHIKAWA, H.; MATSUDA, K. Behaviour of transverse ridges passing through a circular EHL conjunction. *In R.W. SNIDLE et al. IUTAM Symposium on Elastohydrodynamics and Micro-Elastohydrodynamics. Dordrecht: Springer*, 2006, vol. 134, p. 189-200.

[69] CHOO, J.W. et al. The influence of longitudinal roughness in thin-film, mixed elastohydrodynamic lubrication. *Tribology Transactions*, 2006, vol. 49, no. 2, p. 248-259.

[70] CHOO, J.W.; OLVER, A.V.; SPIKES, H.A. The influence of transverse roughness in thin film, mixed elastohydrodynamic lubrication. *Tribology International*, 2007, vol. 40, no. 2, p. 220-232.

[71] OLVER, A.V.; DINI, D. Roughness in lubricated rolling contact: the dry contact limit. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2007, vol. 221, no. J7, p. 787-791.

[72] MASEN, M.A. et al. Effects of surface micro-geometry on the lift-off speed of an EHL contact. *Tribology Transactions*, 2002, vol. 45, no. 1, p. 21-30.

[73] MORALES-ESPEJEL, G.E.; LUGT, P.M.; VAN KUILENBURG, J.; TRIPP, J.H. Effects of surface micro-geometry on the pressures and internal stresses

of pure rolling EHL contacts. *Tribology Transactions*, 2003, vol. 46, no. 2, p. 260-272.

[74] MORARU, L.; KEITH, T.G.; KAHRAMAN, A. Aspects regarding the use of probabilistic models for isothermal full film rough line contacts. *Tribology Transactions*, 2004, vol. 47, no. 3, p. 386-395.

[75] PAULIN, C. et al. Effect of rough surfaces on rolling contact fatigue theoretical and experimental analysis. *In G. DALMAZ et al. Transient Processes in Tribology. Amsterdam: Elsevier Science Bv*, 2004, vol. 43, p. 611-617.

[76] CHAPKOV, A.D.; COLIN, F.; LUBRECHT, A.A. Influence of harmonic surface roughness on the fatigue life of elastohydrodynamic lubricated contacts. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2006, vol. 220, no. J3, p. 287-294.

[77] GABELLI, A.; MORALES-ESPEJEL, G.E.; IOANNIDES, E. Particle Damage in Hertzian Contacts and Life Ratings of Rolling Bearings. *Tribology Transactions*, 2008, vol. 51, no. 4, p. 428-445.

[78] MORARU, L.; KEITH, T.G. Application of the Amplitude Reduction Technique Within Probabilistic Rough EHL Models. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 2009, vol. 131, no. 2, p. 021703.

[79] HOOKE, C.J.; LI, K.Y. Roughness in elastohydrodynamic contacts. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C-Journal of Mechanical Engineering Science*, 2010, vol. 224, no. C12, p. 2599-2609.

[80] MORALES-ESPEJEL, G.E.; WEMEKAMP, A.W.; FELIX-QUINONEZ, A. Micro-geometry effects on the sliding friction transition in elastohydrodynamic lubrication. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2010, vol. 224, no. J7, p. 621-637.

[81] MORALES-ESPEJEL, G.E.; GABELLI, A.; IOANNIDES, E. Micro-geometry lubrication and life ratings of rolling bearings. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C-Journal of Mechanical Engineering Science*, 2010, vol. 224, no. C12, p. 2610-2626.

[82] MORALES-ESPEJEL, G.E.; GABELLI, A. The Behaviour of Indentation Marks in Rolling - Sliding Elastohydrodynamically Lubricated Contacts. *Tribology Transactions*, 2011, vol. 54, no. 4, p. 589-606.

[83] DUMONT, M.; LUGT, P.M.; TRIPP, J.H. Surface feature effects in starved circular EHL contacts. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 2002, vol. 124, no. 2, p. 358-366.

[84] DAMIENS, B. et al. Starved lubrication of elliptical EHD contacts. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 2004, vol. 126, no. 1, p. 105-111.

[85] VENNER, C.H.; BERGER, G.; LUGT, P.M. Waviness deformation in starved EHL circular contacts. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 2004, vol. 126, no. 2, p. 248-257.

[86] VENNER, C.H.; HOOKE, C.J. Surface roughness attenuation in EHL line and point contacts under conditions of starved lubrication. *In R.W. SNIDLE et al. IUTAM Symposium on Elastohydrodynamics and Micro-Elastohydrodynamics*. 2006, vol. 134, p. 59-70.

[87] QUERLIOZ, E. et al. Experimental investigations on the contact fatigue life under starved conditions. *Tribology International*, 2007, vol. 40, no. 10-12, p. 1619-1626.

[88] WANG, J.; KANETA, M. A study on starved micro-thermal elastohydrodynamic lubrication in simple sliding circular contacts. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology*, 2007, vol. 221, no. 3, p. 209-221.

[89] LABIAU, A. et al. Effect of sinusoidal surface roughness under starved conditions on rolling contact fatigue. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2008, vol. 222, no. J3, p. 193-200.

[90] VENNER, C.H. et al. Film thickness modulations in starved elastohydrodynamically lubricated contacts induced by time-varying lubricant supply. *Journal of Tribology-Transactions of the ASME*, 2008, vol. 130, no. 4.

[91] VAN ZOELEN, M.T.; VENNER, C.H.; LUGT, P.M. Prediction of film thickness decay in starved elasto-hydrodynamically lubricated contacts using a thin layer flow model. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part J-Journal of Engineering Tribology*, 2009, vol. 223, no. J3, p. 541-552.

[92] LUNDBERG, G.; PALMGREN, A. Dynamic Capacity of Rolling Bearings. *Acta Polytechnica Mech. Eng. Series*, 1947, vol. 1, no. 3.

[93] INTERNATIONAL STANDARD. *Rolling bearings – dynamic load rating and rating life*, 2007, ISO 281.

[94] CANN, P. et al. The lambda ratio – a critical re-examination. *Wear*, 1994, no. 175, p. 177–188.

[95] HAMROCK, B.; DOWSON, D. Isothermal elastohydrodynamic lubrication of point contacts. Part III – fully flooded results. *ASME J. Lubr. Technol.*, 1977, vol. 99, no. 2, p. 264–276.

[96] GOHAR, R. A Ball-Plate Machine for Measuring Elastohydrodynamic Oil Films. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part 3G*, 1967-1968, vol. 182, p. 43-45.

[97] HARTL, M.; KŘUPKA, I.; LIŠKA, M. Differential Colorimetry: Tool for Evaluation of Chromatic Interference Patterns. *Optical Engineering*, 1997, vol. 36, p. 2384-2391.

[98] HARTL, M. et al. Thin Film Colorimetric Interferometry. *Tribology Transactions*, 2001, vol. 44, p. 270-276.

[99] WYANT, J. C. et al. Development of a three-dimensional noncontact digital optical profiler. *Journal of Tribology, Transactions of the ASME*, 1986, vol. 108, p. 1-8.

[100] ŠPERKA, P. *3D optický profilometr pro mapování inženýrských povrchů.* Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2007, 83 p. Vedoucí diplomové práce prof. Ing. Martin Hartl, Ph.D.

[101] GOHAR, R. *Elastohydrodynamics.* 2.vydání, World Scientific Publishing Company, 2002, 446 p., ISBN 978-1860941702.

[102] JOHNSON, K.L. *Contact mechanics.* Cambridge University Press, 1985, Cambridge.

[103] KŘUPKA, I.; KOUTNÝ, D.; HARTL, M. Behavior of real roughness features within mixed lubricated non-conformal contacts. *Tribol. Int.*, 2008, vol. 41, p. 1153–1160.

PUBLIKACE AUTORA K DANÉ PROBLEMATICE

1. ŠPERKA, P.; KŘUPKA, I.; HARTL, M., Experimental study of real roughness attenuation in rolling/sliding concentrated contacts. *Tribology International*, 2011, doi:10.1016/j.triboint.2011.06.006.
2. SHEN, XJ.; CHEN, XY.; ŠPERKA, P.; KŘUPKA, I.; HARTL, M. Effect of real longitudinal surface roughness on lubrication film formation within line elastohydrodynamic contact, *Tribology International*, 2010, vol. 44, no. 3, p. 1-6, ISSN 0301-679X, Elsevier.
3. VRBKA, M.; ŠAMÁNEK, O.; ŠPERKA, P.; NÁVRAT, T.; KŘUPKA, I.; HARTL, M. Effect of surface texturing on rolling contact fatigue within mixed lubricated non-conformal rolling/sliding contacts, *Tribology International*, 2010, vol. 43, no. 8, p. 1457-1465, ISSN 0301-679X, Elsevier.
4. ŠPERKA P., KŘUPKA I., HARTL M., Experimental study of real roughness attenuation in concentrated contacts, *Tribology International*, vol. 43, no. 10, 2010, pp. 1893-1901, ISSN 0301-679X, Elsevier, DOI: 10.1016/j.triboint.2009.11.003a.
5. ŠAMÁNEK, O.; ŠPERKA, P., Non-contact 3D topography measurement of mechanical engineering surfaces, *In Engineering mechanics 2009*, p. 1273-1279, ISBN 978-80-86246-35-2, 2009, Academy of Sciences ofthe Czech Republic, Prague.
6. ŠPERKA, P., Optický profilometr pro přesné měření struktury povrchů strojních součástí, *In sborník příspěvků 50. Medzinárodná vedecká konferencia katedier častí a mechanizmov strojov*, 2009, p. 100-106, ISBN 978-80-554-0081-5, Žilinská univerzita v Žilině - EDIS.
7. ŠPERKA, P., In-situ studium změny topografie třecích povrchů v elastohydrodynamickém kontaktu, *In 49. Mezinárodní konference kateder částí a mechanismů strojů*, 2008, p.247-251, ISBN 978-80-7043-718-6, Západočeská Univerzita v Plzni.

SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

a	poloměr Hertzova kontaktu, pro bodový kontakt $a = \sqrt{3}3\pi FR/(4E_r)$
A_i	amplituda původní harmonické nerovnosti
A_d	amplituda deformované harmonické nerovnosti (uvnitř kontaktu)
A_d/A_i	amplitudový poměr (útlum)
AR	ekvivalentní označení pro amplitudový poměr, $AR = A_d/A_i$
b	pološířka Hertova kontaktu, pro liniový kontakt $b = \sqrt{4F_lR/E_r}$
B	modul pružnosti maziva při kontaktním tlaku (běžně $1 - 10$ GPa)
D	poměr křivostí kontaktních těles, R_y/R_x
e	parametr definovaný jako, $e^2 = 1 - 1/(\psi)^2$
E_1, E_2	moduly pružnosti kontaktních těles 1, 2
E'	ekvivalentní modul pružnosti, $2/[(1-\mu_1^2)/E_1 + (1-\mu_2^2)/E_2]$
E_r	redukovaný modul pružnosti, $\pi/[(1-\mu_1^2)/E_1 + (1-\mu_2^2)/E_2]; E_r = (\pi/2)E'$
f	liniové zatížení
F	zatížení
F_l	liniové zatížení, $F_l = f = F/l$
G	bezrozměrný parametr materiálu, $\alpha E'$
h	centrální tloušťka maziva, nebo obecně tloušťka maziva
h_{mean}	střední tloušťka maziva
i	imaginární jednotka, $\sqrt{-1} = i$
IE	eliptický integrál druhého druhu
IK	eliptický integrál prvního druhu
M_1	Moesův parametr rychlosti pro jednorozměrné úlohy, $W(2U)^{-0,5}$
M_2	Moesův parametr rychlosti pro dvourozměrné úlohy, $W(2U)^{-0,75}$
L	Moesův parametr materiálu, $G(2U)^{0,25}$
P	Greenwoodův parametr zatížení, αP_h
P_h	maximální Hertzův kontaktní tlak, pro bodový kontakt $P_h = 3F/(2\pi a^2)$, pro liniový kontakt $P_h = 2F_l/(\pi b)$

q	parametr závislý na elipticitě kontaktu; $q^2 = [IE(e) - (1 - e^2)IK(e)]/e^2$
r_{1x}, r_{2x}	poloměry křivosti kontaktních těles 1, 2 ve směru valení
r_{1y}, r_{2y}	poloměry křivosti kontaktních těles 1, 2 ve směru kolmém na valení
R_x	redukovaný poloměr křivosti ve směru valení (osa x), $r_{1x}r_{2x}/(r_{1x} + r_{2x})$
R_y	redukovaný poloměr křivosti ve směru kolmém na valení (osa y), $r_{1y}r_{2y}/(r_{1y} + r_{2y})$
R	redukovaný poloměr křivosti, $1/R = 1/R_x + 1/R_y$
S	Greenwoodův parametr rychlosti, $GU^{0,25}$
u	střední rychlost maziva, $(v + w)/2$
U	bezrozměrný parametr rychlosti, $\eta_0 u/(E'R_x)$
v	rychlost povrchu s nerovnostmi
w	rychlost hladkého povrchu
W	bezrozměrný parametr zatížení, pro bodový kontakt $F/E'R_x^2$, pro liniový kontakt $F_l/E'R_x$
α	viskózně-tlakový koeficient maziva
β	míra útlumu komplementární vlny během průchodu kontaktem
η_0	viskozita maziva za atmosférického tlaku
η_x	efektivní viskozita maziva ve směru valení, $\tau_e/\dot{\gamma}_m$
η_y	efektivní viskozita maziva kolmo na směr valení, $\tau_m/\dot{\gamma}_m$
∇_1	bezrozměrná vlnová délka pro jednorozměrné úlohy, dle vztahu 2.4
∇_1'	upravená forma parametru ∇_1, dle vztahu z tab. 5.4
∇_2	bezrozměrná vlnová délka pro dvourozměrné úlohy, dle vztahu 2.6
∇_2'	upravená forma parametru ∇_2, dle vztahu z tab. 5.4
∇_{nn}	upravená forma parametru ∇ zahrnující nenewtoské chování dle Morales-Espejel [80]
∇	bezrozměrná vlnová délka pro eliptické kontakty, dle vztahu 2.6
$(A_d/A_i)_{1D}$	amplitudový útlum v liniových kontaktech, definován vztahem 2.5
$(A_d/A_i)_{2D}$	amplitudový útlum v bodových kontaktech, definován vztahem 2.8
ψ	poměr elipticity, $\psi = b/a$

γ_m	střední smykový spád, $\Delta u/h$
ω	vlnočet povrchových nerovností, $\omega = 2\pi/\lambda$
ω_x	vlnočet ve směru valení, $\omega_x = 2\pi/\lambda_x$
ω_y	vlnočet kolmo na směr valení, $\omega_y = 2\pi/\lambda_y$
ω_c	vlnočet komplementární vlny, $\omega_c = 2\pi/\lambda_c$
ω_d	aktuální vlnočet komplementární vlny, lze položit $\omega_d \approx \omega_c$
λ_x	vlnová délka povrchových nerovností ve směru valení (osy x)
λ_y	vlnová délka povrchových nerovností ve směru kolmém na valení (osy y)
λ	vlnová délka povrchových nerovností
λ_c	vlnová délka komplementární vlny, $\lambda_c = \lambda \cdot u/v$
λ'	vlnová délka komplementární vlny, $\lambda' = \lambda_c$
μ_1, μ_2	Poissonovy poměry těles 1, 2
τ_e	efektivní smykové napětí ve směru valení
τ_m	střední smykové napětí v kontaktu (se zanedbáním vlivu gradientu tlaku)
τ_0	Eyringovo smykové napětí (parametr Eyringova modelu)
1D	jednorozměrný (one-dimensional)
2D	dvourozměrný (two-dimensional)
KV	komplementární vlna (complementary wave)
PŘ	partikulární řešení (particular solution)
EHD	elastohydrodynamický
EHL	elastohydrodynamické mazání
μEHD	mikroelastohydrodynamický
MAÚ	model amplitudového útlumu (amplitude attenuation model)
DFT	diskrétní Fourierova transformace (discrete fourier transform)
FFT	rychlý algoritmus diskrétní Fourierovy transformace (fast fourier transform)
iFFT	inverzní (zpětná) rychlý algoritmus diskrétní Fourierovy transformace

PSI	metoda měření topografie povrchu založená na interferometrii s řízenou změnou fáze (Phase shifting interferometry)
SLIM	interferenční metoda měření tloušťky maziva využívající mezivrstvu (spacer layer imaging method)
TFCI	metoda měření tenkých filmů využívající kolorimetrické zpracování barev (thin film colorimetric interefometry)
UTFI	metoda měření tloušťky maziva založená na spektroskopické metodě (ultrathin film interferometry)

SEZNAM PŘÍLOH

1. ŠPERKA P., KŘUPKA I., HARTL M., Experimental study of real roughness attenuation in concentrated contacts, emphTribology International, 2010, vol. 43, no. 10, p. 1893-1901, DOI: 10.1016/j.triboint.2009.11.003a. *Tribology International.*
2. ŠPERKA P., KŘUPKA I., HARTL M., Experimental study of real roughness attenuation in rolling/sliding concentrated contacts. *Tribology International*, 2011, doi:10.1016/j.triboint.2011.06.006.

Článek I

Prezentováno na:

36th Leeds–Lyon Symposium on Tribology: Multi-facets of Tribology.

Publikováno v:

ŠPERKA P., KŘUPKA I., HARTL M., Experimental study of real roughness attenuation in concentrated contacts, *Tribology International*, 2010, vol. 43, no. 10, p. 1893-1901, DOI: 10.1016/j.triboint.2009.11.003a.

Tribology International 43 (2010) 1893–1901

Contents lists available at ScienceDirect

Tribology International

journal homepage: www.elsevier.com/locate/triboint

Experimental study of real roughness attenuation in concentrated contacts

P. Šperka, I. Křupka *, M. Hartl

Faculty of Mechanical Engineering, Brno University of Technology, Technická 2896/2, 616 69 Brno, The Czech Republic

ARTICLE INFO

Article history:
Received 14 August 2009
Received in revised form
12 November 2009
Accepted 12 November 2009
Available online 20 November 2009

Keywords:
Elastohydrodynamic lubrication
Roughness
Amplitude reduction

ABSTRACT

The understanding of the processes involved in the in-contact deformation of surface roughness represents one of key factors in increasing lubrication capabilities of highly loaded machine components. Two main approaches have been developed in an effort to understand the changes of initial surface topography within highly loaded contacts to provide detailed information about lubrication film thickness and pressure distribution in the vicinity of roughness features. The first approach considers the real surface topography while the other uses the simplified topography features. Numerical solutions based on measured topography data can provide the film thickness and pressure distribution around asperities of realistic scale; nevertheless, obtained results are typically limited to the specific topography configuration measured from a very small area of rubbing surface. That is why some researchers have considered harmonic features of various wavelength and amplitudes to explain the behaviour of real roughness.

This study is focused on the experimental validation of an approach based on Fourier decomposition of the surface roughness into harmonic components. Two optical measurement techniques—phase shifting interferometry and thin film colorimetric interferometry are combined to provide the undeformed surface topography and film thickness data within the elastohydrodynamic contact formed between a smooth disk and a ball having a real rough surface. The results obtained under pure rolling conditions not only confirmed the general principle that roughness deformation is component dependent and that long wavelengths deform more than short wavelengths, also the observed deformation for different components agreed well with the data predicted by the theory.

© 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The operation of highly loaded machine components is significantly influenced by the topography of rubbing surfaces. Roughness features increase the risk of surface failures (excessive wear, pitting, scuffing etc.) due to the local fluctuations in film thickness and pressure or even asperities interactions within elastohydrodynamically (EHD) or mixed lubricated contacts. Therefore, the effects of surface roughness and topography on lubrication film thickness and pressure have been a subject of a number of experimental and numerical studies.

Real surface topography contains roughness features of various wavelengths and amplitudes with a more or less random distribution that represents the key limitations for both experiments and numerical solutions. Two main approaches have been developed in the effort to understand the changes of initial surface topography within highly loaded contacts to provide detailed information about lubrication film thickness and pressure distribution in the vicinity of roughness features. The first approach considers the real surface topography while the other uses the simplified topography features. In experimental studies the effects of real surface topography on lubrication film formation are observed very rarely [1–5] as complex surface topography of real engineering surfaces makes measurements very difficult. That is why researchers prefer using artificially produced irregularities such as bumps, ridges, dents and grooves e.g. [6–17] to be able to describe the effects of these features on film thickness in detail. In numerical studies dealing with real rough surfaces the computational mesh size and calculation time are sensitive parameters. This approach can provide film thickness and pressure distribution around asperities of realistic scale [18–23]. Nevertheless, obtained film thickness and pressure data are limited to the specific topography configuration measured from very small area of rubbing surface. That is why some researchers have considered harmonic features of various wavelength and amplitudes to explain the behaviour of real roughness. This approach was introduced by Venner and Lubrecht [24,25] and Hooke [26] who studied the effect of wavelength and operating conditions on the attenuation of low-amplitude surface roughness passing through a rolling EHD contact. They showed that the amplitude reduction can be completely described by a single dimensionless parameter. Venner and Hooke [27]

* Corresponding author. Tel.: +420 541 142 723; fax: +420 541 143 231.
E-mail address: krupka@fme.vutbr.cz (I. Křupka).

0301-679X/$ - see front matter © 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.
doi:10.1016/j.triboint.2009.11.003

compared both results and pointed out the same behaviour within the point and line contacts-roughness features with short wavelength are only slightly deformed whereas long wavelength roughness features tend to flatten completely. This approach has been used to propose simple engineering tools to obtain an estimate of the deformed microgeometry for real roughness profiles [28–30]. Further attention in this topic has been focused on the elliptical contacts [31], rolling-sliding conditions [32–34], starvation [35–37] and non-Newtonian behaviour of lubricant [38]. Experimental validation has been mainly oriented on the comparison with artificially produced asperities [14,16,31,39,40]. Real rough surfaces were considered by Masen et al. [41] in experiments carried out under pure rolling conditions on a two-disk rig. They used one very smooth and one rough disk to determine the lift-off speed defined as the speed above which full film lubrication prevails. The separation of rubbing surfaces was monitored using a capacitance/resistance measurement technique and it was found that the surface topography affects the lift-off behaviour. Measured results were used to develop a model that provides theoretical lift off curve for given surface topography and load conditions. In this model Fast Fourier Transform is used to decompose the surface profile into its individual harmonic components and after the evaluation of reduced amplitude inverse Fast Fourier Transform is used to combine individual deformed harmonic components to obtain resulting deformed surface profile. This deformed topography is used to evaluate a measure of probability of contact and for a given contact it can be plotted as a function of speed to obtain a theoretical curve. In this way the amplitude reduction approach represents the promising tool for the prediction of lubricated contacts behaviour between highly loaded machine components.

Even though a lot of effort has been devoted to the experimental validation of the approach to the surface topography effects within EHD contacts based on the amplitude reduction concept, no direct comparison using real rough topography has been presented in the literature by now. This study combines two optical measurement techniques—phase shifting interferometry and thin film colorimetric interferometry, to provide initial (undeformed) surface topography and film thickness data within EHD contact, respectively. It enables to obtain amplitude reduction from measured film thickness data and compare it with the theoretical prediction.

2. Experimental method

The experimental study of real rough surface attenuation requires the evaluation of both the undeformed surface roughness and lubrication film thickness. Lubrication film thickness that carries the information about in-contact deformation is measured using an optical test rig. The same rig is also used for the undeformed surface roughness measurements to ensure that both measurements are performed on the same ball surface position.

2.1. Experimental apparatus

The apparatus consisting of an optical test rig and microscope equipped with CCD camera was already described in detail elsewhere [42]. An EHD film is formed between a steel ball and a glass disk in the optical test rig. The lower disk surface is coated with a Cr layer to ensure high quality interferograms for film thickness evaluation. The ball is driven by a servomotor and drives the disk in nominally pure rolling. The 1 kW xenon lamp or xenon flash lamp emitting a good approximation of white light is used as a light source. The continuous xenon lamp enables almost real time observation of the EHD contact; however it provides enough light to enable the exposure times up to 0.1 ms only. It limits its use to relatively slow motion. Conversely, a xenon flash lamp with a flash duration of 2.9 μs enables measurements at speeds up to 0.5 m/s but it provides one image per ball revolution only. Thereby the selection of the light source is determined by the operational conditions. The rotary encoder attached to the ball shaft triggers light flashes and interferograms capturing by CCD camera. It ensures that all images are acquired at the same ball position.

Microscope was equipped with narrowband filter and Mirau interference objective with attached piezoelectric transducer to enable surface topography measurement. The filter provides monochromatic light and transducer introduces phase shifts on the one arm of the interferometer.

2.2. Experimental techniques

Thin film colorimetric interferometry (TFCI) was used for film thickness measurements. This technique [43] is based upon colorimetric analysis of chromatic interferograms using appropriate colour matching algorithm and colour-film thickness calibration. Based on previously obtained results it is believed that the film thickness resolution is approximately 1 nm.

Phase shifting interferometry (PSI) is a technique commonly employed for accurate non-contact and fast surface metrology [44]. The PSI is taking advantage of double beam interferometer by precisely measuring the phase angles in interferograms generated by light reflected from a reference surface and the test object. The process requires acquiring a sequence of interferograms while the reference phase is adjusted in a controlled manner. It is introduced by piezoelectric transducer mounted on the objective. Mathematical algorithm recovers phase information for each pixel separately from the sequence of interferograms. Resulting phase map contains discontinuities therefore phase unwrapping is necessary to create a continuous phase map. Surface topography can be made from wavelength of the used monochromatic light and the phase map. The method is basically limited in measurable pixel to pixel height step. The value is theoretically a quarter of light wavelength.

In this study, the five fringes algorithm [45,46] and the quality guided path following phase unwrapping method [47] were used. The accuracy of this application was checked by measuring standard height step and was found to be below 1 nm.

2.3. Rubbing surfaces and lubricants

Two AISI 52100 steel balls having 25.4 mm in diameter with original isotropic roughness and no additional surface treatment were used in this study. The three-dimensional isometric views of the inversed surfaces obtained by PSI are shown in Figs. 1 and 2 and their roughness parameters calculated from the surface topography measurement are given in Table 1.

The glass disk had 150 mm in diameter and its surface was optically smooth. The elastic modulus of the steel balls was 212 GPa and that of the glass disk was 81 GPa. All measurements were performed under pure rolling conditions. Further parameters of EHD contact can be found in Table 2. Properties of lubricants used in this study are given in Table 3.

3. Data evaluation

The fundamental idea is based on the decomposition of the identical undeformed and deformed area on the real rough ball surface, in terms of Fourier integrals and comparison of obtained

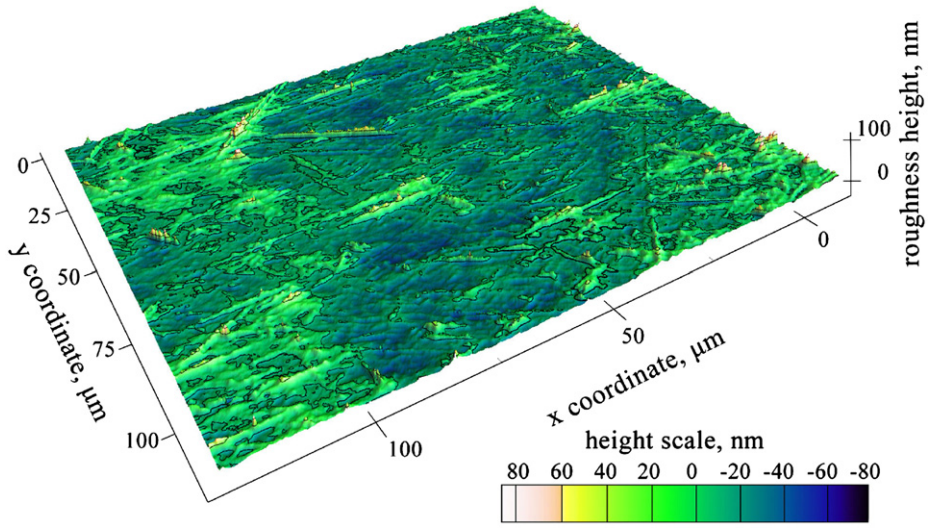


Fig. 1. Inversed 3D view of ball No. 1.

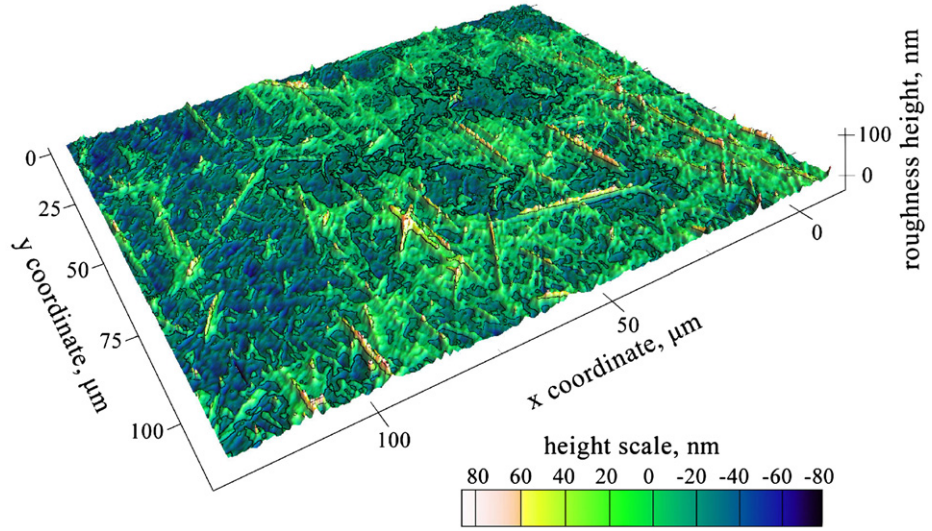


Fig. 2. Inversed 3D view of ball No. 2.

Table 1
Surface roughness parameters of the balls.

Ball No.	R_a (nm)	R_q (nm)
1	9.8	14.2
2	12.4	16.9

Table 2
Experimental conditions.

	Ball no. 1	Ball no. 2
Load	28 N	47.7 N
Hertz semi-contact width b	159 µm	195.7 µm
Hertz pressure p_h	0.529 GPa	0.607 GPa
Reduced elastic modulus E'	123.8 GPa	123.8 GPa

spectrums. The flowchart (Fig. 3) represents an inversed variant of the FFT surface deformation prediction scheme [28,41]. The data resources are represented by two-dimensional matrixes of film thickness and surface topography obtained by TFCI and PSI, respectively.

Table 3
Lubricants.

Lubricant	SR600	LSB/S
temperature	40 °C	20 °C
viscosity η	0.099 Pa.s	0.75 Pa s
pressure-viscosity coefficient α	23.6 GPa^{-1}	25 GPa^{-1}

As a first step, these matrixes are aligned to fit on each other (Fig. 4). The selection covers a maximum area of contact to achieve the longest possible wavelengths (i.e. more points on the attenuation curve).

Since both methods could produce a small percentage of incorrectly evaluated pixels that could affect the obtained results. Such a wrong evaluation is represented by a peak in the film thickness or topography profile. The special correction algorithm was proposed to eliminate this effect. It analyzes the first and last pixel of a peak by finding dipoles in the series of pixel to pixel height differences. The principle for the recognition is based on a

simple thresholding of difference values. Fig. 5 depicts such a procedure. It can be seen that the lubrication film thickness profile contains some abrupt deviations. The microscope optical resolution is approximately two pixels so that such changes in film thickness from pixel to pixel are rare. The correction is done by a compensation of the difference with the average value. Once the film thickness and roughness data are checked for inconsistencies, they are evaluated to obtain the amplitude reduction curve. Considering the sampled signal is not finite-length or finite-length segment of infinite signal, the Blackman window is applied to decrease spectral leakage. Then, the one-dimensional discrete Fourier transform (DFT) for each profile in both matrixes is calculated separately. The one-dimensional variant of DFT proved to be more suitable for observation in one direction (entrainment direction in our case). It provides more information for subsequent filtering and averaging. The two-dimensional DFT more likely responds to observation in two-dimensional space and allows studying the behaviour in any direction.

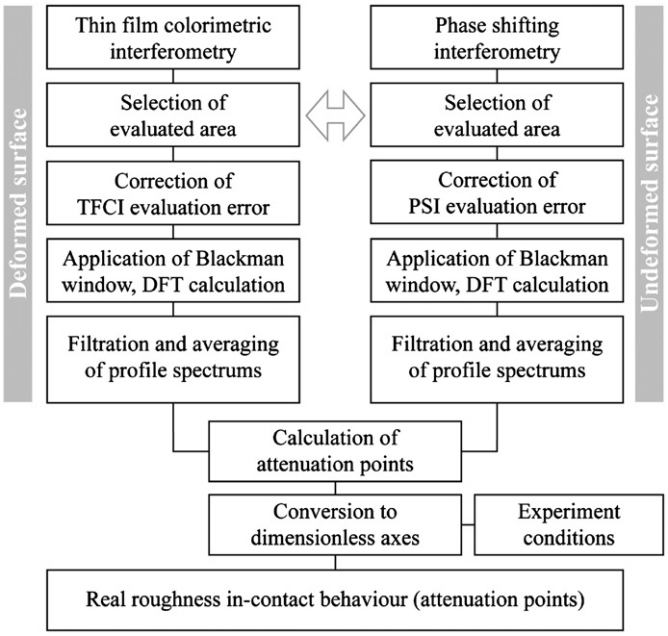


Fig. 3. Flowchart of data evaluation.

The next step is a filtration based on a threshold rule to reduce the effect of possible errors that are demonstrated in the Section 3.1. Afterwards only the spectrum points above the filter threshold of all profiles are averaged. Subsequently, the deformed amplitude spectrum A_d (obtained from lubrication film thickness measurements) is divided by the undeformed amplitude spectrum A_i (obtained from surface roughness measurements) thereby the points of the attenuation are extracted.

Finally, obtained results are plotted in the form of an amplitude reduction curve that gives A_d/A_i against dimensionless wavelength parameter ∇ [24]

$$\nabla = \frac{\lambda}{b}\frac{M^{0.5}}{L^{0.5}}, \tag{1}$$

where λ is the wavelength; b is the half width of Hertzian contact and M, L are Moes dimensionless parameters. Experimental results can be compared with the theoretical attenuation curve which for point contacts and isotropic roughness is defined as [24]

$$\frac{A_d}{A_i} = \frac{1}{1+0.15\nabla+0.015\nabla^2}. \tag{2}$$

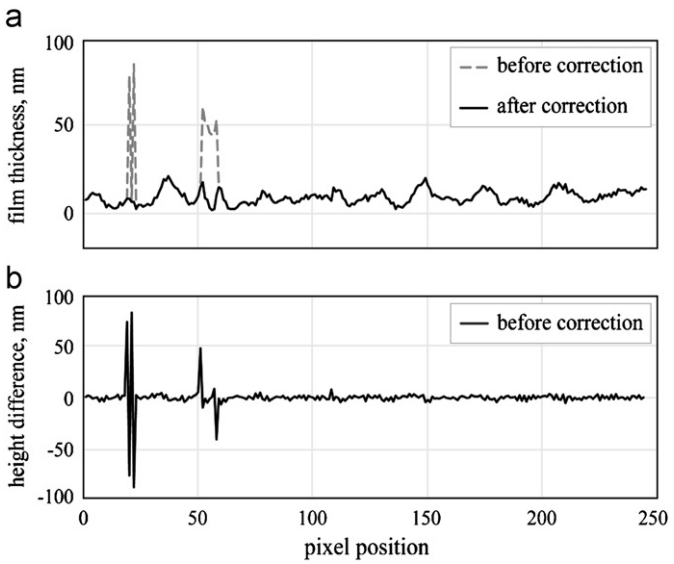


Fig. 5. a) Film thickness before and after correction; b) Plot of pixel to pixel film thickness difference.

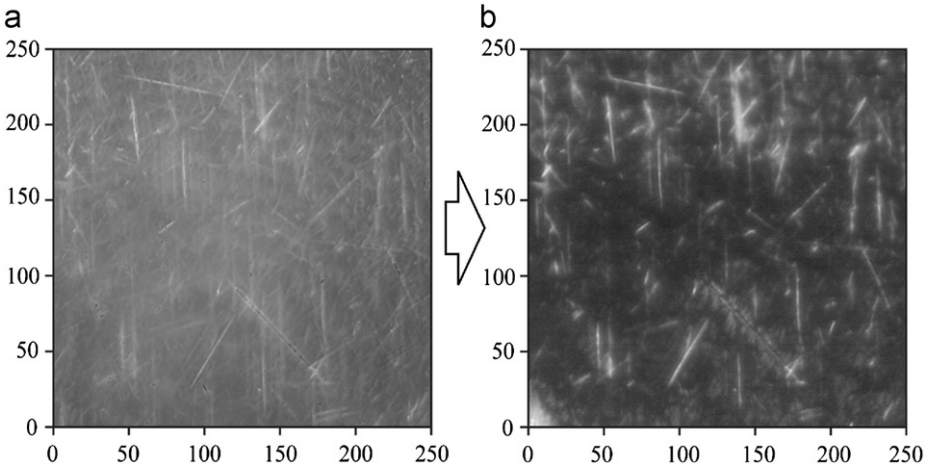


Fig. 4. Ball No. 2 surface roughness (a) compared with map of film thickness (b). Arrow shows the entrainment direction of lubricant. Scales are in μm.

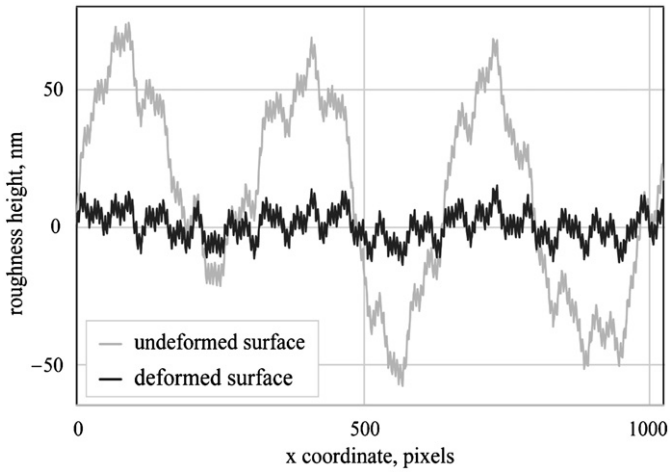


Fig. 6. Simulated undeformed and deformed surface.

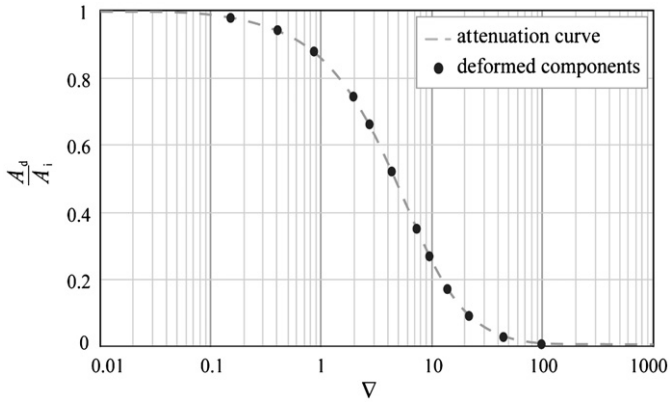


Fig. 7. Deformation of simulation input data.

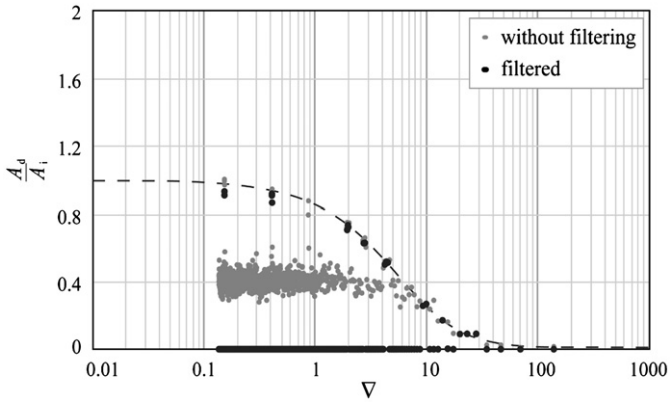


Fig. 8. Simulation of additive noise effect.

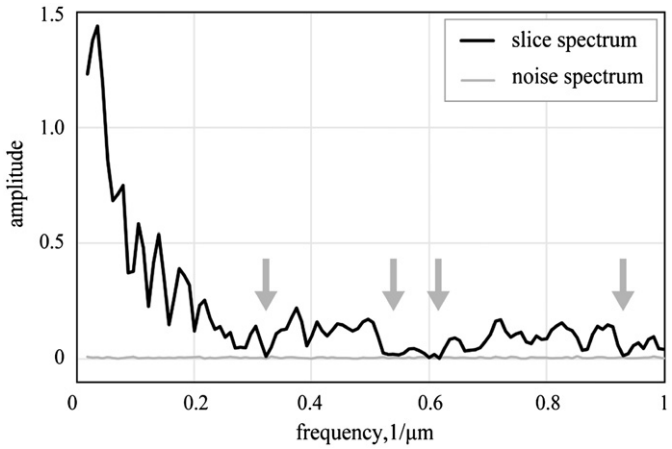


Fig. 9. Spectrum of typical film thickness profile and spectrum of noise with 35 dB SNR.

3.1. Simulations of possible errors

Obviously, measured data can be influenced by many factors connected with the experimental apparatus, measurement device or techniques. Some of them can be avoided or minimized by carefully prepared experiments or appropriate validations. Moreover, some kind of filtration is typically used to treat measured data due to random errors. However, improper filtration can significantly modify the obtained results. That is why a numerically generated surface was used to find a suitable approach to minimize these effects. The undeformed sample surface consists of a few (twelve) sine waves with randomly spread wavelengths in the range from 0 to 100 and randomly generated amplitudes (Fig. 6). Deformed amplitudes of sine waves were calculated according to the theoretical attenuation curve and simulated the in-contact surface (Fig. 7).

Three types of errors that should be taken into account were examined separately—effect of noise, evaluation error and image blurring.

3.1.1. Effect of noise

Every imaging device has a certain level of noise that is superimposed on the measured signal. It is modeled here as an additive noise—the signal that is added independently on the original value and has a Gaussian distribution. Both surfaces were affected by various proportion of noise (Fig. 8) so that their signal to noise ratios (SNR) was 50 and 20 for undeformed and deformed surface, respectively. It simulates the general case when the SNR of film thickness measurement technique and surface roughness measurement technique are different.

From the results shown on Fig. 8 the following remarks can be made:

- The shortest wavelengths (the highest frequencies) are the most affected by the noise. The long wavelengths are relatively little influenced thanks its significant value of amplitude.
- In places of the spectrum where SNR is low, the attenuation curve is shifted to the ratio of both techniques noise level. For instance in this case the noise levels are 20 and 50 dB therefore the rate is 20/50=0.4 and the attenuation curve is deformed to this value (Fig. 8). That is why, filtering by the threshold rule is necessary and reduces the effect of noise. We take into the consideration only those parts of each profile spectrums which are above the threshold; the others are marked and omitted in further processing.
- The principal task is to find the appropriate value of the threshold. A lower threshold does not eliminate incorrect data enough and higher threshold causes the large reduction of data. The threshold should be selected in such a way to be able to eliminate the regions where the amplitude of noise is meaningful against the amplitude of the profile spectrum. Such a situation is shown on Fig. 9 that compares the spectrum of the measured film thickness profile with that of the noise. In the places marked by downwards arrows the film thickness

data are comparable with noise data and the proper threshold should eliminate them. It is common in image processing practice and also in this case the definition of an exact method for determination of the filtering amount is a difficult task. It can be theoretically obtained from the comparison of the measured spectrum of a certain profile with noise spectrum. However the spectrum of noise is difficult to obtain from the evaluated real data. The threshold was determined empirically from the observations. No and little filtering leads to distortions of the results mainly in short and mid wavelengths. By increasing the threshold the results start to approximate the final results. From a certain value of threshold the results stopped changing dramatically and further increasing of threshold reduces only amount of the resulting points. This value was given as final filtering threshold.

3.1.2. Effect of evaluation error

As mentioned above, evaluation errors can be found in data provided by both experimental techniques. PSI has a limitation as to the size of the surface step. In cases where the surface slope is too high, the measured topography is locally shifted by a multiple of $\lambda/4$ (where λ is wavelength of monochromatic light used in phase shifting method). TFCI can provide similar wrong data near some deep surface features where the colorimetric identification is not unambiguous.

Thus, another simulation was used to consider the effect of such evaluation errors. Fig. 10 shows a simulated undeformed profile with a distinct percentage of shifted data. The length of the shifted regions was selected as a random value in the range between 1 and 20 pixels. A similar simulation was applied on the deformed profile. The percentages of wrong points were 3% and 5% within undeformed and deformed profiles, respectively. No additional noise was considered.

The results of this simulation are presented in Fig. 11 and can be concluded as follows:

- It can shift the curve to wrong values and distort results in the selected regions.
- It affects mostly long wavelengths in contrast to additive noise.
- It is difficult or impossible to eliminate this effect by the filter therefore the special correction algorithm was proposed (see Section 3).

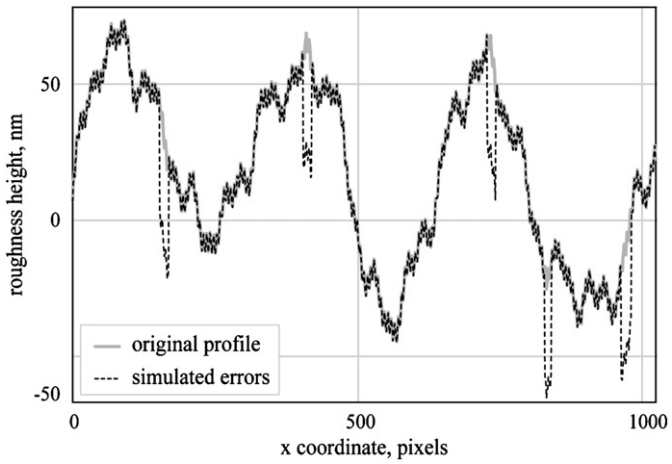


Fig. 10. Deformed profile with simulation of surface topography evaluation errors.

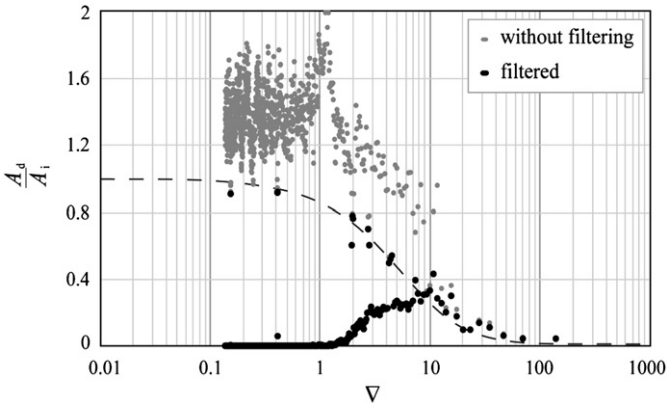


Fig. 11. Simulation of the measurement techniques error.

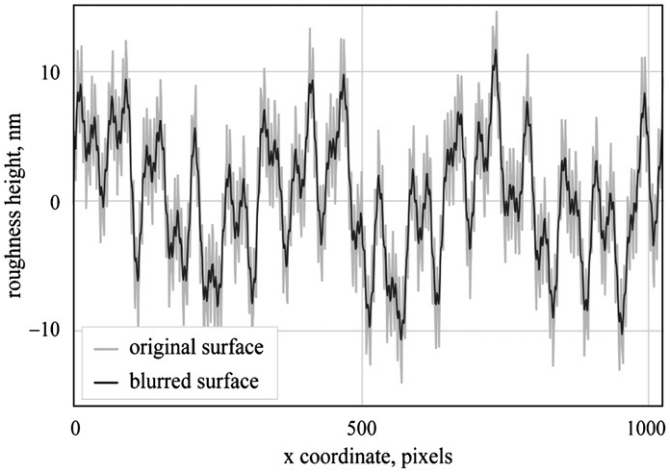


Fig. 12. Simulated blurred deformed surface.

3.1.3. Effect of image blurring

As the lubrication film is formed between rotating surfaces it is necessary to select an appropriate exposure time for chromatic interferogram capturing. A long exposure time causes image blurring while a short exposure time could not provide enough illumination. The effect of image blurring was simulated by averaging six adjacent pixels ($\approx 3\,\mu m$ in the experiments) in the entrainment direction (Fig. 12). As expected the averaging suppresses the lowest wavelengths (Fig. 13). To avoid this effect in the experiments the longest exposure time was 0.1 ms that gives 0.89 μm ball surface movement for the highest rolling speed. This value is below the optical resolution of the microscope.

4. Results and discussion

For initial series of results the source data comes from an earlier published paper [5]. They were obtained with ball No.1 and a paraffinic base oil SR600 at three rolling speeds. Table 4 summarises the operational conditions and mean film thickness values. Further parameters can be found in Tables 1–3. Fig. 14 compares a surface roughness and film thickness profiles. Even from a qualitative point of view, there are features which evidently behave as attenuation approach predicts. For instance the surface at coordinates between 80 and 120 μm is getting flat as the speed decreases (i.e. long wavelengths are getting gradually attenuated). This behaviour can be predicted from Eq. (2) that gives $\nabla \propto u^{-0.5}$. Conversely, regions representing shorter wavelengths remain relatively unchanged.

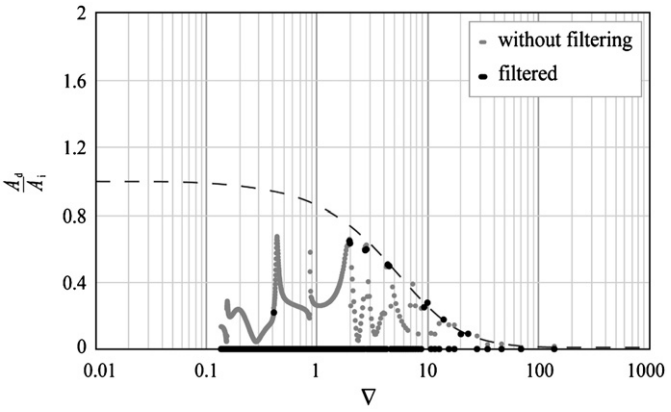


Fig. 13. Simulation of the long exposure time effect.

Table 4
Experimental conditions and mean film thickness.

Ball No.	Entrainment speed ($m\,s^{-1}$)	M	L	Mean film thickness (nm)
1	0.0022	3627	2.076	8
1	0.0044	2156	2.468	12
1	0.0089	1282	2.935	22
2	0.00044	4650	2.497	15
2	0.0011	2338	3.139	29
2	0.0016	1817	3.415	36

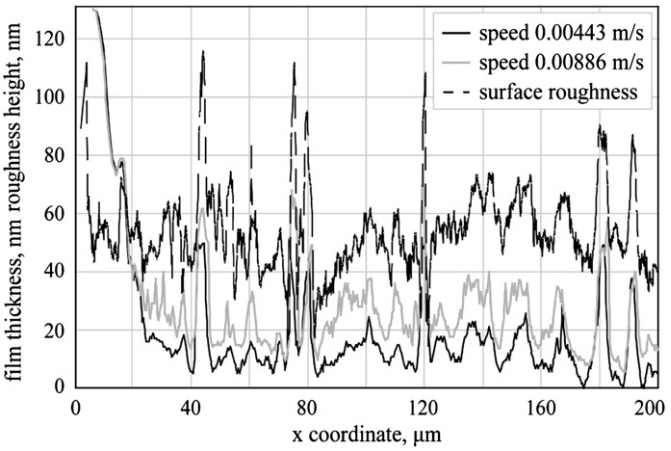


Fig. 14. Comparison of surface topography and film thickness profiles for ball No.1 at rolling speed 0.00443 and 0.00886 m/s.

The data were evaluated by the proposed algorithm and the obtained results are presented in Fig. 15. Although the points are spread around the theoretical attenuation curve, it is obvious that the experimental data follows the theoretical prediction. Only data for the speed of 0.0022 m/s are slightly shifted to the right. It should be mentioned that there were some data even within the interval of ∇ between 0.1 and 1. However, their amplitudes were relatively low so that they were filtered because of significantly low SNR ratio. Therefore the experimental data cover only the middle and a little bit of the left part of the attenuation transition.

Obviously the most experimental points are provided in the middle part of the attenuation transition. From the experimental point of view it can be concluded that acquiring points on the both ends of the curve is troublesome. The noise represents the main limitations for the components with very short wavelengths, while the long wavelength region is limited by the operational condition. In general the evaluated range depends on

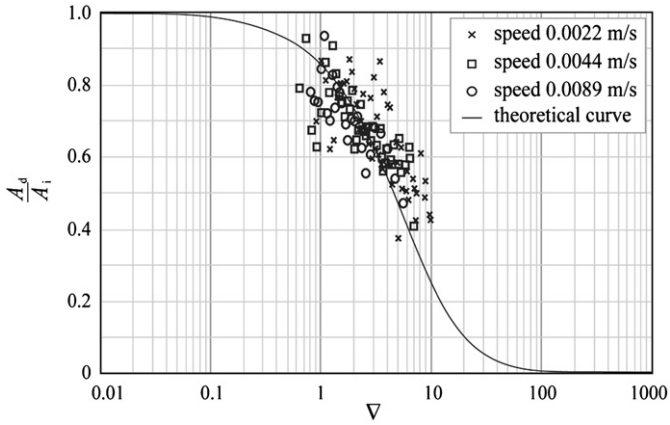


Fig. 15. Results of measurements with ball No. 1 compared with theoretical attenuation curve defined by (2).

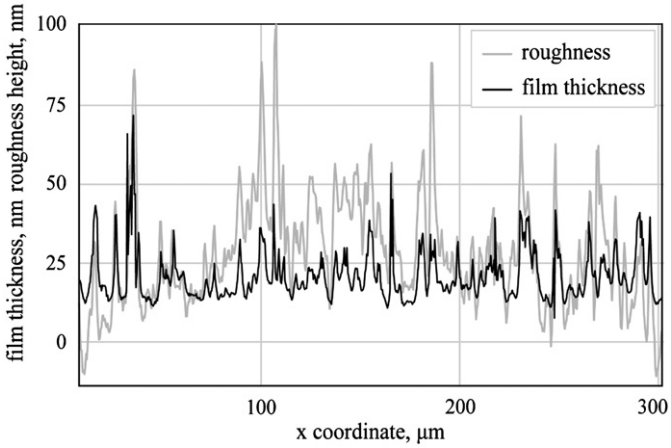


Fig. 16. Comparison of surface topography and film thickness profiles for ball No.2 at rolling speed 0.0011 m/s.

the contact size, experimental conditions (mainly on a speed), and lubricant (i.e. viscosity, pressure–viscosity index). The right part of the attenuation transition can be reached by using higher load and/or lower viscosity or rolling speed. However, it leads to thinner films that approach the limitations of the attenuation approach. The proposed evaluation given above is based on the assumption that the amplitude of the surface roughness is low compared with the thickness of the fluid film [25]. The attenuation model is valid only for low amplitude roughness, i.e. the amplitude of the roughness is not too large compared to the mean film thickness otherwise linear relation between the initial amplitude and the deformed amplitude is lost. It can be seen from Table 4 that experimental results obtained for the lowest rolling speed provide very thin lubrication film that could arise the problem with the linearity assumption.

That is why experimental conditions for the second series of experiments were selected in such a way to reach the right part of the attenuation transition and to avoid the very thin lubrication films. These measurements were done using ball No. 2 and LSB/S oil. Operational conditions and mean film thickness values are again given in Table 4. It should be pointed out that the load was increased to enlarge the contact size to include larger wavelengths into consideration.

Fig. 16 presents an example of the film thickness profile and corresponding undeformed surface topography. Again in this case qualitative agreement with the principle of wavelength attenuation is evident. Long wavelength components in the

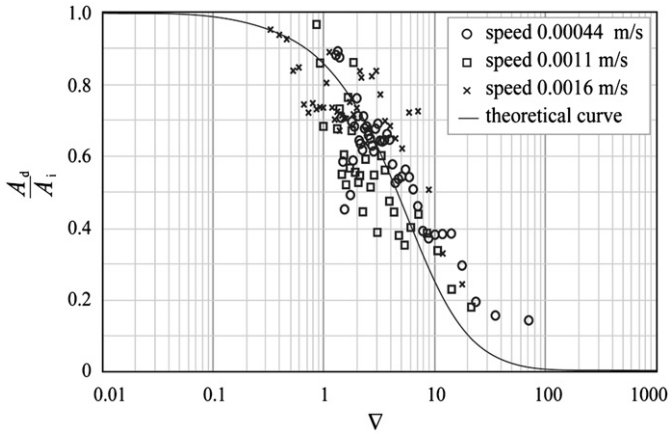


Fig. 17. Results of measurement with ball No. 2 compared with theoretical attenuation curve defined by (2).

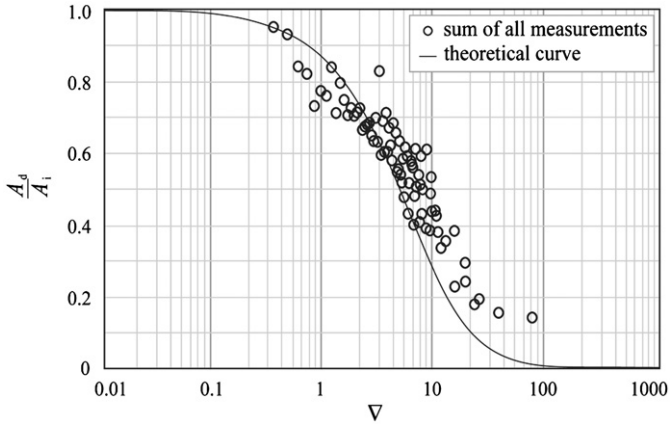


Fig. 18. Results obtained from both series of measurements compared with theoretical attenuation curve defined by (2).

middle part are obviously attenuated while short wavelength components along the whole film thickness profile remain almost unchanged.

The results of the attenuation analyse is shown on Fig. 17 again for three rolling speeds. Also in this case the obtained points are uniformly distributed around the theoretical curve. It can be seen that there are still only a few points at the longest wavelengths even though the experimental conditions in this second series of measurements were selected to obtain more data along the whole attenuation curve. However, it is limited by the fact that these longest wavelengths are comparable with the diameter of the whole contact. Fig. 18 shows the summarisation of the results obtained in both series of experiments. In this case the x-axis was divided into segments having a width of 0.1 and average value was obtained within each one and non-zero values are plotted. Even though further measurements could provide more details in long wavelength region, the overall agreement with the numerically suggested attenuation curve is very good taking into account the fact that the lubrication film thickness was measured within a real rough contact.

5. Conclusion

Two optical measurement techniques—phase shifting interferometry and thin film colorimetric interferometry were used to provide undeformed surface topography and film thickness data within an EHD contact formed between a smooth disk and a ball having real rough surface. Measured data were used for the experimental verification of the attenuation of low-amplitude surface roughness passing through a rolling EHD contact. A numerically generated surface consisting of twelve sine waves with accidentally spread wavelengths and randomly generated amplitude was used to verify suitable approach to minimize the possible errors. Then, the procedure was used to evaluate the experimental data. Obtained results showed not only the qualitative agreement with the general principle described in the previous studies as to differences in the attenuation of short and long wavelengths but also the quantitative correlation between measured data and numerically suggested attenuation curve.

Acknowledgements

This research was supported by Czech Science Foundation (Grant no. GA101/09/J034) and The Grant Agency of the Academy of Sciences of the CR (Grant no. KJB201730903). The test oil was supplied by the Sun Oil Company Belgium. Dr. Scott Bair of Georgia Institute of Technology should be acknowledged for providing the viscosity measurements of SR600 oil.

Appendix. A. Notation

A_i	amplitude of undeformed surface (roughness)
A_d	amplitude of deformed surface (film thickness)
b	Hertz semi-contact width
E_1, E_2	Young elastic modulus of rubbing surfaces 1, 2
E'	equivalent elastic modulus, $2/[(1\text{-}\mu_1^2)/E_1+(1\text{-}\mu_2^2)/E_2]$
F	load
G	material parameter, $\alpha E'$
L	Moes material parameter, $G(2U)^{1/4}$
M	Moes load parameter, $W(2U)^{-3/4}$
R	effective radius of curvature
R_x	effective radius of curvature in x-direction, $r_{1x}r_{2x}/(r_{1x}+r_{2x})$
R_y	effective radius of curvature in y-direction, $r_{1y}r_{2y}/(r_{1y}+r_{2y})$
r_{1x}, r_{2x}	effective radius of curvature of surface 1, 2 in x-direction
r_{1y}, r_{2y}	effective radius of curvature of surface 1, 2 in y-direction
U	speed parameter, $\eta_0 u/E'R_x$
u_1, u_2	velocity of rubbing surfaces
u	entrainment velocity, $(u_1+u_2)/2$
W	load parameter, $F/E'R_x^2$
α	pressure–viscosity coefficient
η_0	viscosity at atmospheric pressure
λ	wavelength
μ_1, μ_2	Poisson ratio of surface 1, 2
∇	dimensionless wavelength parameter $(\lambda/b)(M^{1/2}/L^{1/2})$

References

[1] Guangteng G, Cann PM, Olver AV, Spikes HA. Lubricant film thickness in rough surface, mixed elastohydrodynamic contact. ASME J Tribol 2000;122:65–76.
[2] Luo JB, Liu S, We S. contact ratio and deformation of asperity in nano-partial lubrication. Sci China Ser A 2001;44:78–85.

[3] Glovnea RP, Olver AV, Spikes HA. Lubrication of rough surfaces by a boundary film-forming viscosity modifier additive. Trans ASME J Tribol 2005;127(2): 223–9.
[4] Křupka I, Hartl M. The influence of thin boundary films on real surface roughness in thin film, mixed EHD contact. Tribol Int 2007;40(10–12): 1553–1560.
[5] Křupka I, Koutný D, Hartl M. Behavior of real roughness features within mixed lubricated non-conformal contacts. Tribol Int 2008;41:1153–60.
[6] Wedeven LD, Cusano C. Elastohydrodynamic film thickness measurements of artificially produced surface dents and grooves. ASLE Trans 1979;22:369–81.
[7] Kaneta M, Cameron A. Effects of asperities in elastohydrodynamic lubrication. ASME J Lubr Tech 1980;102:374–9.
[8] Kaneta M. Effects of surface roughness in elastohydrodynamic lubrication. JSME Int J III-VIB 1992;35:535–46.
[9] Kaneta M, Sakai T, Nishikawa H. Effects of surface roughness on point contact EHL. Tribol Trans 1993;36:605–12.
[10] Kaneta M, Nishikawa H. Local reduction in thickness of point contact EHL films caused by transversally oriented moving groove and its recovery. ASME J Tribol 1994;116:635–9.
[11] Kaneta M, Nishikawa H. Experimental study on microelastohydrodynamic lubrication. Proc Instn Mech Eng Part J J Eng Tribol 1999;213:371–81.
[12] Félix-Quiñonez A, Ehret P, Summers JL. New experimental results of a single ridge passing through an EHL conjunction. ASME J Tribol 2003;125:252–9.
[13] Glovnea RP, Choo JW, Olver AV, Spikes HA. Compression of a single transverse ridge in a circular elastohydrodynamic contact. ASME J Tribol 2003;125: 275–282.
[14] Felix Quinonez A, Ehret P, Summers JL. On three-dimensional flat-top defects passing through an EHL point contact: a comparison of modelling with experiments. ASME J Tribol 2005;127:51–60.
[15] Choo JW, Olver AV, Spikes HA, Dumont ML, Ioannides E. The influence of longitudinal roughness in thin film, mixed elastohydrodynamic lubrication. Tribol Trans 2006;49:248–59.
[16] Choo JW, Olver AV, Spikes HA. The influence of transverse roughness in thin film, mixed elastohydrodynamic lubrication. Tribol Int 2007;40:220–32.
[17] Choo JW, Olver AV, Spikes HA, et al. Interaction of asperities on opposing surfaces in thin film, mixed elastohydrodynamic lubrication. ASME J Tribol 2008;130:021505.
[18] Ai XL, Cheng HS. The effects of surface texture on EHL point contacts. ASME J Tribol 1996;118:59–66.
[19] Zhu D, Ai XL. Point contact EHL based on optically measured three-dimensional rough surfaces. ASME J Tribol 1997;119:375–84.
[20] Hu YZ, Zhu D. A full numerical solution to the mixed lubrication in point contacts. ASME J Tribol 2000;122:1–9.
[21] Elcoate CD, Evans HP, Hughes TG, Snidle RW. Transient elastohydrodynamic analysis of rough surfaces using a novel coupled differential deflection method. Proc Instn Mech Eng Part J J Eng Tribol 2001;215:319–37.
[22] Morales-Espejel GE, Lugt PM, Van Kuilenburg J, Tripp JH. Effect of surface micro-geometry on the pressures and internal stresses of pure rolling EHL contact. Tribol Trans 2003;46:260–72.
[23] Holmes MJA, Evans HP, Snidle RW. Analysis of mixed lubrication effects in simulated gear tooth contacts. ASME J Tribol 2005;127:61–9.
[24] Lubrecht AA, Venner CH. Elastohydrodynamic lubrication of rough surfaces. Proc Instn Mech Eng Part J J Eng Tribol 1999;213:397–404.
[25] Venner CH, Lubrecht AA. Amplitude reduction of non-isotropic harmonic patterns in circular EHL contacts under pure rolling. Lubrication at the Frontier-The Role of the Interface and Surface Layers in the Thin Film and Boundary Regime, In: Dowson D, et al. editors. Proceedings of the 25th Leeds-Lyon Symposium on Tribology. Tribology Series, Amsterdam: Elsevier; 1999. pp. 151–162.
[26] Hooke CJ. Surface roughness modification in EHL line contacts the effect of roughness wavelength, orientation and operating conditions. Lubrication at the Frontier-The Role of the Interface and Surface Layers in the Thin Film and Boundary Regime, In: Dowson D, et al. editors. Proceedings of the 25th Leeds-Lyon Symposium on Tribology. Tribology Series, Amsterdam: Elsevier; 1999. pp. 193–202.
[27] Venner CH, Hooke CJ. Surface roughness attenuation in line and point contacts. Proc Instn Mech Eng Part J J Eng Tribol 2000;214:439–44.
[28] Venner CH, Lubrecht AA. An engineering tool for the quantitative prediction of general roughness deformation in EHL contacts based on harmonic waviness attenuation. Proc Instn Mech Eng Part J J Eng Tribol 2005;219: 303–312.
[29] Hooke CJ, Li KY. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough, elastohydrodynamically lubricated contacts under pure rolling: Part 1–Low amplitude, sinusoidal roughness. Proc IMechE, Part C J Mech Eng Sci 2006;220:901–14.
[30] Hooke CJ, Li KY. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough EHL contacts. Part 2: general roughness. Proc IMechE, Part C J Mech Eng Sci 2006;220:915–26.
[31] Venner CH, Kaneta M, Lubrecht AA. Surface Roughness in Elastohydrodynamically Lubricated Contacts. Thinning Films and Tribological Interfaces, In: Dowson D, et al. editors, Proceedings of the 26th Leeds-Lyon Symposium on Tribology. Tribology Series, Amsterdam: Elsevier; 2000. pp. 25–36.
[32] Hooke CJ. Roughness in rolling–sliding elastohydrodynamic lubricated contacts. Proc Instn Mech Eng Part J J Eng Tribol 2006;220:259–70.
[33] Hooke CJ, Li KY, Morales-Espejel G. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough, rolling–sliding elastohydrodynamically lubricated contacts. Part 1: low-amplitude, sinusoidal roughness. Proc IMechE, Part C J Mech Eng Sci 2007;221:535–50.
[34] Hooke CJ, Li KY, Morales-Espejel G. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough, rolling–sliding elastohydrodynamically lubricated contacts. Part 2: general, non-sinusoidal roughness. Proc IMechE, Part C J Mech Eng Sci 2007;221:551–64.
[35] Venner CH, Berger G, Lugt PM. Waviness deformation in starved EHL circular contacts. ASME J Tribol 2003;125:739–46.
[36] Venner CH, Popovici G, Lugt PM, Organisciak M. Film thickness modulations in starved elastohydrodynamically lubricated contacts induced by time-varying lubricant supply. ASME J Tribol 2008;130:041501.
[37] Venner CH, Hooke CJ. Surface roughness attenuation in EHL line and point contacts under conditions of starved lubrication. In: Snidle, Evans, editors, IUTAM Symposium on Elastohydrodynamics and Micro-elastohydrodynamics. vol. 134. Dordrecht: Springer; 2006. pp. 59–70.
[38] Chapkov AD, Venner CH, Lubrecht AA. Roughness amplitude reduction under non-newtonian EHD lubrication conditions. ASME J Tribol 2006;128: 753–60.
[39] Felix Quinonez A, Ehret P, Summers JL, Morales-Espejel GE. Fourier analysis of a single transverse ridge passing through an elastohydrodynamically lubricated rolling contact: a comparison with experiment. Proc Instn Mech Eng Part J J Eng Tribol 2004;218:33–43.
[40] Choo JW, Glovnea RP, Olver AV, Spikes HA. The effects of three-dimensional model surface roughness features on lubricant film thickness in EHL contacts. ASME J Tribol 2003;125:533–42.
[41] Masen MA, Venner CH, Lugt PM, Tripp JH. Effects of surface micro-geometry on the lift-off speed of an EHL contact. Tribol Trans 2002;45:21–30.
[42] Hartl M, Křupka I, Poliščuk R, Liška M. An automatic system for real-time evaluation of EHD film thickness and shape based on the colorimetric interferometry. Tribol Trans 1999;42(2):303–9.
[43] Hartl M, Křupka I, Poliščuk R, Liška M, Molimard J, Vergne P, et al. Thin film colorimetric interferometry. Tribol Trans 2001;44:270–6.
[44] Crane R. Interference phase measurement. Appl Opt 1969;8:538.
[45] Hariharan PBF, Oreb ATE. Digital phase-shifting interferometry: a simple error-compensating phase calculation algorithm. Appl Opt 1987;26:2504.
[46] Schwider JC, Burow R, Elssner KE, Grzanna J, Spolaczyk, Merkel K. Digital wave-front measuring interferometry: some systematic error sources. Appl Opt 1983;22:3421–32.
[47] Ghiglia DC, Pritt MD. Two-dimensional phase unwrapping: theory, algorithms, and software. Wiley-Interscience; 0-471-24935-1.

Článek II

Prezentováno na:

37th Leeds–Lyon Symposium Special Issue: Tribology for Sustainability: Economic, Environmental and Quality of Life.

Publikováno v:

ŠPERKA P., KŘUPKA I., HARTL M., Experimental study of real roughness attenuation in rolling/sliding concentrated contacts. *Tribology International*, 2011, doi:10.1016/j.triboint.2011.06.006.

Tribology International ▮ (▮▮▮▮) ▮▮▮–▮▮▮

Contents lists available at ScienceDirect

Tribology International

journal homepage: www.elsevier.com/locate/triboint

Experimental study of real roughness attenuation in rolling/sliding concentrated contacts

P. Šperka, I. Křupka*, M. Hartl

Faculty of Mechanical Engineering, Brno University of Technology, Technická 2896/2, 616 69 Brno, Czech Republic

ARTICLE INFO

Article history:
Received 2 September 2010
Received in revised form
26 May 2011
Accepted 8 June 2011

Keywords:
Elastohydrodynamic lubrication
Roughness attenuation
Rolling–sliding

ABSTRACT

A surface roughness attenuation approach based on the Fourier decomposition of surface roughness into harmonic components may allow predictions of the behavior of real rough surfaces within concentrated lubricated contacts. Recent experiments performed under pure rolling conditions have shown an amplitude reduction of different components that agreed well with the data predicted by the theory. This study represents the next step in the experimental verification of the surface roughness attenuation approach under rolling–sliding conditions. Obviously, the behavior of roughness in the rolling–sliding elastohydrodynamic (EHD) contacts is more complex than for pure rolling. It has been theoretically suggested by other researchers that the modification of the original roughness alone cannot explain all of the major effects that significantly affect film thickness, and a model was proposed in which, along with the roughness attenuation, a complementary wave was generated in the inlet region and moved at the entrainment speed. This paper is focused on the possibility of extracting complementary waves from experiments with real rough surfaces conducted under rolling–sliding conditions and of determining whether the amplitudes of the complementary wave can be determined. This represents the first attempt to study both effects of rough surface behavior separately. The complementary wave was extracted from the measured data by subtracting the attenuated original roughness from the measured film thickness. Although the experimental results were quite scattered, a trend similar to that of the theoretical curves was observed. Based on the results, it can be suggested that the significance of the complementary wave is comparable to the attenuation principle.

© 2011 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Surface roughness is an important issue from many tribological aspects. Roughness features significantly affect minimum film thickness, pressure distribution and friction in concentrated contacts. It can also increase the risk of wear, scuffing and pitting. Therefore, the effects of surface roughness and topography on lubrication film thickness and pressure distribution have been the subject of many experimental and numerical studies.

Fast numerical solution methods developed in recent years can provide film thickness and pressure distribution around asperities of realistic scales [1–3], but dealing with real rough surfaces is time-consuming and not very suitable for a practical design. Therefore, some researchers have considered the harmonic features of various wavelengths and amplitudes to explain the behavior of real roughness. This approach was introduced by Greenwood and Johnson [4], Hooke [5] and Venner and Lubrecht [6], who studied the effect of wavelength and operating conditions on the attenuation of low-amplitude surface roughness passing through a rolling elastohydrodynamic (EHD) contact. They showed that amplitude attenuation can be completely described by a single curve showing the reduced relative amplitude as a function of a dimensionless wavelength parameter. Venner and Hooke [7] compared both results and noted that the same behavior within the point and line contacts of roughness features with short wavelengths were only slightly deformed, whereas roughness features with long wavelengths tended to be completely flat. The amplitude attenuation (reduction) curve can serve as a simple engineering tool to predict deformed microgeometry and induced pressure rippling inside the contact for a specific roughness profile when used in conjunction with the Fourier transform method [8–11].

Recently, this approach has been extended to include the effect of rolling/sliding conditions. The concept of a complementary wave (CW) traveling at the entrainment speed and a particular integral linked with the speed of rough surface was suggested by Greenwood [4,12,13] as a solution to the governing equation. This approach was further extended quantitatively [14–17] and connected with the non-Newtonian behavior of the lubricant under rolling–sliding conditions [18–24]. Other interest has been devoted to including starvation phenomena [25,26]. Experimental validation

* Corresponding author. Tel.: +420 541 142 723.
E-mail address: krupka@fme.vutbr.cz (I. Křupka).

0301-679X/$ - see front matter © 2011 Elsevier Ltd. All rights reserved.
doi:10.1016/j.triboint.2011.06.006

Nomenclature

A_0	amplitude of the initial wave
b	radius of the Hertz contact circle
B	bulk modulus of the fluid
C	fluid compressibility term, $C=hE'\kappa/4B$
h	mean film thickness
h_a	amplitude and phase of the deformed wave
h_c	amplitude and phase of the complementary wave
E_1, E_2	Young elastic modulus of rubbing surfaces 1 and 2
E'	equivalent elastic modulus, $2/[(1-\mu_1^2)/E_1+(1-\mu_2^2)/E_2]$
F	load
G	material parameter, $\alpha E'$
Q	parameter given by Rel. 4
P	Greenwood load parameter, αp_h
p_h	maximum Hertz pressure
S	Greenwood speed parameter, $G(2U)^{0.25}$
R	effective radius of curvature
R_x	effective radius of curvature in x-direction, $r_{1x}r_{2x}/(r_{1x}+r_{2x})$
r_{1x},r_{2x}	effective radius of curvature of surface 1 and 2 in x-direction
U	speed parameter, $\eta_0 u/E'R_x$
u	entrainment speed, $(v+w)/2$
v	speed of rough surface (ball)
W	load parameter, $F/E'R_x^2$
w	speed of smooth surface (disk)
α	pressure–viscosity coefficient
β	decay rate of the complementary wave
η_0	viscosity at atmospheric pressure
λ_x, λ_y	wavelengths in x, y direction
ω	wavenumber in x (entrainment) direction, $2\pi/\lambda_x$
ω_c	wavenumber of the complementary wave, $\omega_c=\omega v/u$
ω_d	actual wavenumber of the complementary wave, approx. $\omega_d=\omega_c$
ξ	wavenumber in y direction, $2\pi/\lambda_y$
Ω	$\Omega=\psi^2+\xi^2$
κ	$\kappa=\sqrt{\Omega}$
μ_1, μ_2	Poisson ratio of surface 1 and 2
∇	dimensionless wavelength parameter $(\lambda_x/b)\ P^{1.5}S^{-2}$

has been mainly focused on the comparison of theoretical predictions with measurements of artificially produced asperities [26–34]. Although a large amount of effort has been focused on experiments with rough surfaces under rolling/sliding conditions, no one has attempted to separate individual components, i.e., the complementary wave and particular integral (denoted as roughness attenuation by sliding in this study), from the measured data.

Recently, researchers [35] presented the results of the experimental verification of a surface roughness attenuation approach based on the Fourier decomposition of the surface roughness into sinusoidal components. The results obtained under pure rolling conditions with a Newtonian lubricant confirmed the general principle that roughness deformation is wavelength dependent and that long wavelengths are deformed more than short wavelengths. The observed deformation for different components agreed well with the data predicted by the theory. This study is focused on the experimental verification surface roughness attenuation approach under rolling sliding conditions. Obviously, such operational conditions provide more complex changes in the lubricant films than the pure rolling case. It has been theoretically suggested by other researchers that the modification of the original roughness alone cannot explain all major effects that significantly affect film thickness, and a model was proposed where, beside the roughness attenuation, a complementary wave is generated in the inlet region and moves at the entrainment speed. That is why the objective of this paper is to show that it is possible to extract a complementary wave from experiments with real rough surfaces conducted under rolling–sliding conditions and to determine whether the amplitudes of the complementary wave can be identified. This paper represents the first attempt to study both effects of rough surface behavior separately.

2. Background

To explain the behavior of real roughness inside EHD contacts, the system response to harmonic features of various wavelengths and amplitudes must be studied. Once the response of the system is known, a Fourier analysis can be applied, and the behavior of the general roughness can be predicted. The present model, assuming a linear system, can be sufficiently fulfilled by low-amplitude features. The next sections are devoted to a brief overview of the harmonic wave behavior of rolling–sliding contacts, which will allow us to make a straightforward comparison with the experimental results.

2.1. Roughness behavior in rolling–sliding contacts

The behavior of the roughness in the rolling–sliding EHD contacts is more complex than the pure rolling case [16,17]. Two effects can be observed when the harmonic wave-shaped surface passes through the contact (Fig. 1). First, the amplitude of the initial wave is reduced, and the phase is changed similarly to pure rolling; however, it is controlled by a different principle (Fig. 1b). The wavelength does not change, and the attenuation is constant all along the contact. Second, because each surface is moving at a different speed, the conditions in the inlet are changed, and a complementary wave is generated. The wave has a wavelength that is modified by the slip ratio v/u and propagates through the contact at the entrainment speed at the same time as the amplitude is decayed (Fig. 1c). The decay is significant when non-Newtonian fluid is employed [18,19]. If the wave has a low-amplitude, both effects can be studied independently, and the system can be considered to be linear [17]. Together, they give the clearance variations (Fig. 1d) and pressure rippling (Fig. 1e) in the conjunction.

2.2. Roughness attenuation by sliding

As a first step, we examine the effect of the surface roughness attenuation due to the sliding. The undeformed two-dimensional sinusoidal roughness can be represented by

$$\delta r = \mathrm{Re}[A_0 \exp(i\omega x)\exp(-i\omega v t)\exp(i\xi y)], \quad (1)$$

where A_0 is the initial amplitude, v is the velocity of the rough surface and ω and ξ are the wavenumbers in the x (entrainment) and y directions, respectively. The wavenumbers are connected to wavelengths by the relations $\omega=2\pi/\lambda_x$ and $\xi=2\pi/\lambda_y$.

The initial roughness is modified within the contact by the relative sliding to the form

$$\delta h_a = \mathrm{Re}[h_a \exp(i\omega x)\exp(-i\omega v t)\exp(i\xi y)], \quad (2)$$

where h_a is the complex number representing the modified amplitude and phase. It has been shown that the connection

Please cite this article as: Šperka P, et al. Experimental study of real roughness attenuation in rolling/sliding concentrated contacts. Tribol Int (2011), doi:10.1016/j.triboint.2011.06.006

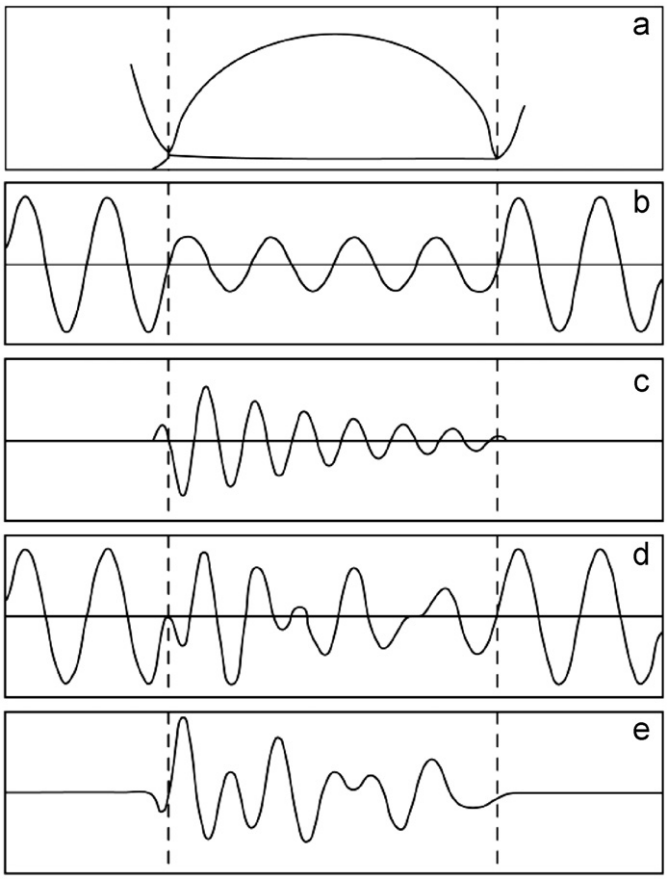


Fig. 1. Attenuation of the harmonic roughness and generation of the complementary wave [16]. (a) Pressure and clearances under smooth conditions, (b) attenuation of the roughness in the contact, (c) generation of the complementary wave in the inlet, (d) overall clearance variation in rolling–sliding contact and (e) Induced pressure rippling.

between the initial and modified wave can be simplified into a single curve defined in the complex plane [19]. This is

$$\frac{h_a}{A_0} = \frac{1-iCQ}{1-iQ-iCQ}, \tag{3}$$

where $C=hE'\kappa/4B$ represents the fluid compressibility effect with generally minor but, in some cases, significant influence. The value of Q heavily depends on the shear behavior of the fluid. Therefore, the relation can be written for Newtonian and Eyring fluids [16,17]. Parameter Q is given as [19]

$$Q = \frac{(48(v-u)\omega)/E'h^3\kappa}{(\omega^2/\eta_x)+(\xi^2/\eta_y)}, \tag{4}$$

where $\kappa=\sqrt{\omega^2+\xi^2}$; h is the clearance. Therefore, the attenuation does not depend on the amplitude.

2.3. Complementary wave

The complementary wave is generated in the inlet as the roughness enters the conjunction. The wave moves through the contact at the entrainment speed, whereas the amplitude decays, and the wavenumber changes (for details, see [19]). If the rate of decaying is assumed to be exponential and the actual wavenumber is ω_d, then the complementary wave can be written as

$$\delta h_c = \mathrm{Re}[h_c \exp[(-\beta+i\omega_d)x']\exp(-i\omega vt)\exp(i\xi y)], \tag{5}$$

where h_c is the amplitude of the complementary wave, β is the decay rate and x' is the coordinate measured from the inlet.

Denoting $\psi=\omega_d-i\beta$, Eq. (5) can be rewritten as

$$\delta h_c = \mathrm{Re}[h_c \exp(i\psi x')\exp(-i\omega vt)\exp(i\xi y)]. \tag{6}$$

According to Hooke et al. [19], the ψ can be obtained from

$$\psi = \omega_c + i\frac{E'h^3\Omega}{48u}\frac{(\psi^2/\eta_x)+(\xi^2/\eta_y)}{1+(E'h\Omega/4B)}, \tag{7}$$

where $\Omega=\psi^2+\xi^2$ and $\omega_c=\omega v/u$.

Usually, the change of the wavenumber ω_d during the passage through the contact is small [19]; therefore, it is assumed to be constant in this study.

2.4. Extraction of complementary wave from experiments

Considering that the low-amplitude roughness, the attenuated roughness and the induced complementary wave do not interact with each other, they can be considered in isolation. For this analysis, the complementary wave is extracted by subtracting the attenuated roughness from the measured film thickness to obtain the residual film thickness. The process consists of two steps:

- Calculation of the roughness attenuation by sliding from the measured surface topography (Fig. 2). This requires the application of the Fourier transform, the modification of the transformed spectra by coefficients according to Eqs. (3) and (4) and the computation of the inverse Fourier transform.
- Subtraction of the obtained prediction from the film thickness distribution measured under rolling–sliding conditions to obtain the residual film thickness (Fig. 2), which can be considered to be the entire complementary wave. Before subtraction, it is necessary to align the two data matrices. A deep ridge included in the surface is used as a reference point. Because the ridge represents a significant and narrow feature, its shape or position is only slightly influenced by the conditions inside the EHD contact, although its amplitude is reduced.

2.5. Complementary wave analysis

The complementary wave analysis is based on a previously published data evaluation scheme [35]. The fundamental idea is to decompose the identical location of the real rough ball, which is measured inside and out of the EHD contact, by means of the Fourier transform and to compare the spectra. The suggested approach (Fig. 3) evaluates the average spectra of both the surface

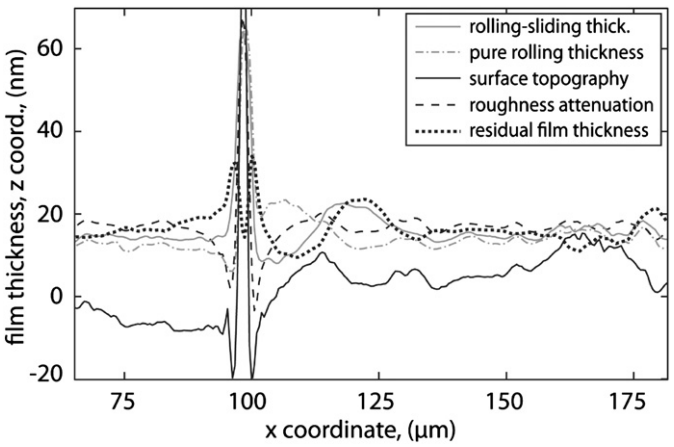


Fig. 2. Comparison of the components involved in the complementary wave extraction (average of 20 slices); slip ratio $v/u=0.9$; entrainment speed $u=0.0044\ \mathrm{m\ s^{-1}}$.

Please cite this article as: Šperka P, et al. Experimental study of real roughness attenuation in rolling/sliding concentrated contacts. Tribol Int (2011), doi:10.1016/j.triboint.2011.06.006

topography and film thickness map by including only parts above a given threshold to suppress errors (for more detail, see [35]). In the current analysis, one modification must be made (Fig. 3); before the average spectra can be divided, the spectrum of the complementary wave must be converted to the appropriate x scale. This involves dividing the axis values by the slip ratio v/u because the complementary wave of the ω_c wavenumber is generated by the roughness wave of the ω wavenumber.

The resulting amplitude ratios are plotted against the dimensionless parameter ∇, which is defined by the equation

$$\nabla = \frac{\lambda_x}{b}\frac{P^{1.5}}{S^2}, \tag{8}$$

where b is the Hertz contact semiwidth and P and S are the Greenwood load and speed parameters, respectively.

The parameter ∇ can be interpreted as a ratio between the wavelength and size of the inlet pressure sweep. Hooke [19,21] stated that the amplitude of the complementary wave primarily depends on this parameter.

Several simplifications must be made to enable the complementary wave analysis. The analysis uses a one-dimensional FFT slice-by-slice, and this averaging substantially reduces the effect of errors. Therefore, the two-dimensional case is treated as a one-dimensional case, and any side flows are neglected. This simplification is supported by choosing only the central region of the EHD contact. For the most part, the evaluated area is not wider than one-fourth of the contact. The selection of the measured region was made to avoid the inclusion of too rough regions where the limit of linearity is not fulfilled. Nevertheless, in the evaluated region, there is a certain amount of roughness with an amplitude that is greater than the mean film thickness.

As mentioned in Section 2.2, the complementary wave decays as it moves though the conjunction. Depending on the size of the slip and the properties of the lubricant, only several values of the longest wavelengths are significant and decrease slowly; the remaining waves decay quickly and disappear almost immediately. In this analysis, the presence of decay prohibits the usage of the Fourier transform. Therefore, it is not considered, and the analyses are performed only for those waves with a reasonably low decay rate.

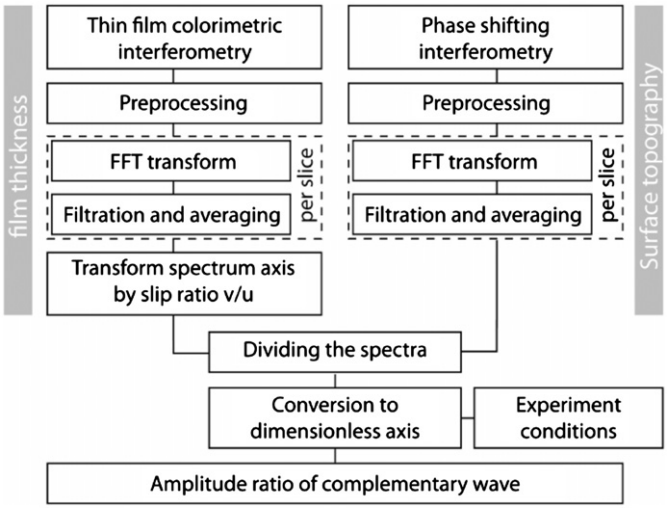


Fig. 3. Current analysis basic flowchart.

3. Experimental apparatus and materials

The experimental apparatus employed in this study is a high pressure, ball-on-disk tribometer. It consists of a microscope and an optical test rig, where an EHD film is formed between a steel ball and a flat glass disk coated by a chromium layer. Both surfaces are independently driven by servomotors; therefore, a wide range of slip ratios can be maintained. Recently, the apparatus was improved by the ability to measure in-situ surface topography [35]. The capturing of the same location is ensured by the ball shaft synchronization. An example of the measurement is shown in Fig. 4, where the surface topography of the region around a deep ridge is compared with the film thickness under pure rolling and rolling–sliding conditions.

3.1. Experimental methods

Thin film colorimetric interferometry (TFCI) was used for the film thickness evaluation. This technique [36] is based upon the colorimetric analysis of chromatic interferograms using an appropriate color matching algorithm and CIELAB color-film thickness calibration. Based on the previously obtained results, we believe that the film thickness resolution is approximately 1 nm.

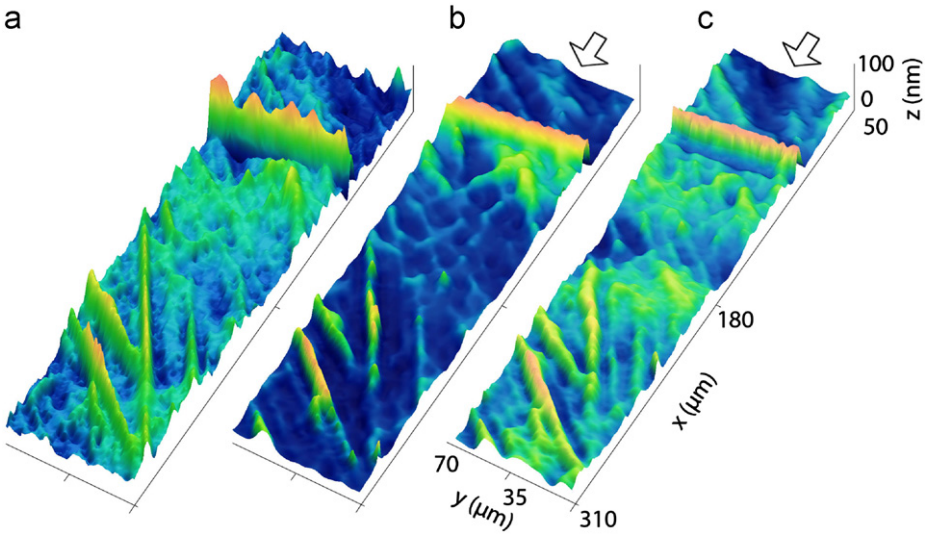


Fig. 4. Example of in-situ measurement; (a) inversed view of surface topography; (b) 3D view of film thickness distribution under pure rolling; (c) 3D view of film thickness distribution under rolling–sliding.

Please cite this article as: Šperka P, et al. Experimental study of real roughness attenuation in rolling/sliding concentrated contacts. Tribol Int (2011), doi:10.1016/j.triboint.2011.06.006

Phase-shifting interferometry (PSI) is an old technique [37] that has recently been applied in many commercial optical profilers for accurate non-contact surface metrology with resolutions of approximately 0.1 nm [38]. The basic idea behind this technique is that a phase difference between two interfering beams can be determined by introducing known phase shifts to one arm of the interferometer. Then, a minimum of three interferograms are required to obtain the phase distribution, which is directly related to the height deviations on the specimen's surface.

In this study, we used the five fringes algorithm [38,39] and the quality guided path following the phase unwrapping method [40]. The accuracy of the results was checked by measuring a standard height step, which it was found to be less than 1 nm.

3.2. Rubbing surfaces and lubricants

The AISI 52100 steel ball was 25.4 mm in diameter with an average roughness value of 13.3 nm and a RMS roughness value of 19.3 nm. The skewness of the surface is −1.2, which means that the surface contained more ridges than bumps. The kurtosis is five, which indicates the dominance of sharp and narrow ridges. No additional surface treatment was applied. The gray scale height map of the surface obtained using the PSI method is shown in Fig. 5.

The glass disk was 150 mm in diameter, and its surface was optically smooth. The elastic modulus of the steel balls was 212 GPa and that of the glass disk was 81 GPa. Further parameters of the EHD contact can be found in Table 1.

As mentioned above, the attenuation by relative sliding is strongly influenced by the shear behavior of the lubricant [18,19]. The theoretical attenuation approach incorporates the Eyring rheology model for the fluid shear stress-strain description, where τ_o shear stress reaches a threshold when the lubricant begins to respond non-linearly. Beyond this limit, the non-Newtonian effects can be observed. The value for the employed lubricant was approximately 3 MPa. In the experiment, the mean shear stress, with a viscosity expected according to the Barus relation, varied between 15 and 120 MPa. Therefore, the behavior of the lubricant must be treated as a non-Newtonian fluid. Further properties of the lubricant are given in Table 2.

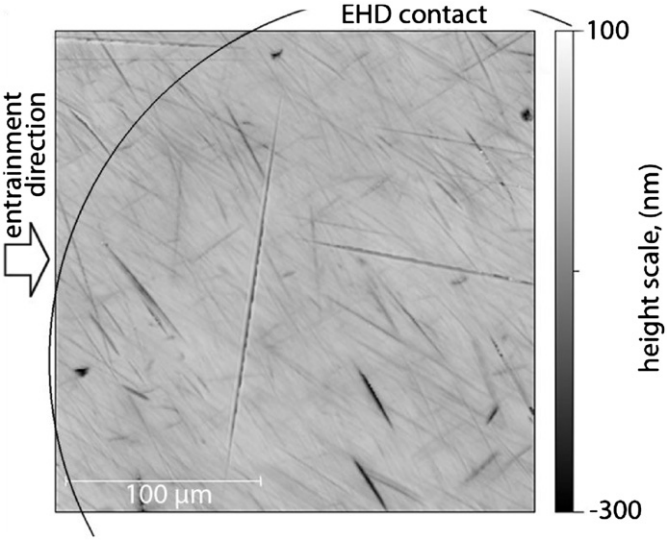


Fig. 5. Two dimensional height map of the ball surface used in the experiments.

Table 1
Experimental conditions.

Load	28 N
Hertz contact radius b	159 μm
Hertz pressure p_h	0.529 GPa
Effective elastic modulus E'	123.8 GPa

Table 2
Lubricant.

Lubricant	*SR600*
Temperature	40 °C
Viscosity η	0.099 Pa s
Pressure–viscosity coefficient α	23.6 GPa^{-1}

Table 3
Experimental parameters.

Entrainment speed ($m\,s^{-1}$)	Slip ratios v/u	Greenwood parameter S
0.0022	0.5, 0.8, 1.2, 1.5	1.79
0.0044	0.5, 0.9, 1.1, 1.25, 1.5	2.13
0.0088	0.5, 0.75, 0.9, 1.1, 1.25, 1.5	2.53

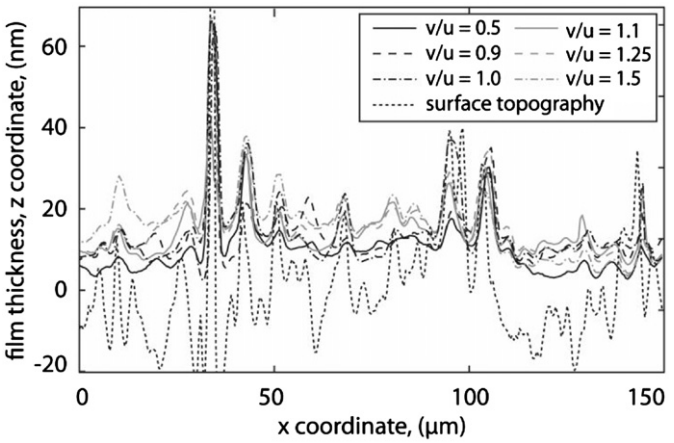


Fig. 6. Film thickness longitudinal profiles measured under several slip ratios (single slice).

4. Results and discussion

The real rough surface (Fig. 5) was measured in-situ (Section 3); therefore, the surface topography and film thickness maps were obtained for the same part of the ball. The experiments were performed for three different entrainment speeds and several varying slip ratios (Table 3).

Fig. 6 shows a comparison of the profile of the initial surface topography and the film thickness measured under different slip ratios. Generally, long wavelengths are markedly reduced by the attenuation, but they are replaced by new long waves that are generated in the inlet. Next, the in-contact RMS roughness was evaluated for all combinations of speeds and slip ratios, as shown in Fig. 7. For the plotted points, a slight tendency, when the slip ratio increases the RMS roughness decreases, can be seen.

Subsequently, the surface roughness attenuation was calculated (Section 2.2) and subtracted from the rolling–sliding thickness maps to achieve the residual film thickness. This residuum

Please cite this article as: Šperka P, et al. Experimental study of real roughness attenuation in rolling/sliding concentrated contacts. Tribol Int (2011), doi:10.1016/j.triboint.2011.06.006

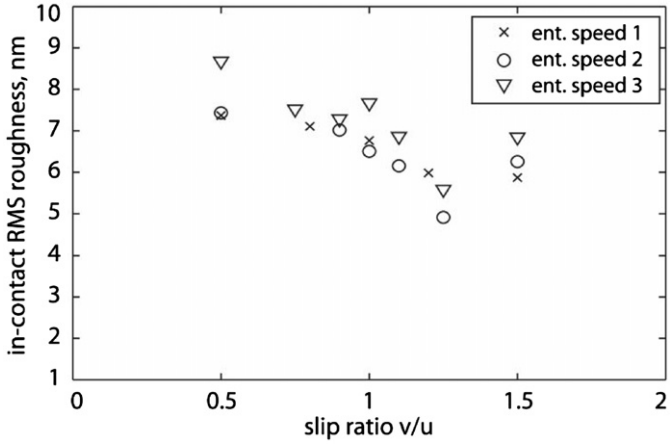


Fig. 7. The RMS roughness of film thickness profiles measured under several slip ratios and three entrainment speeds (for surface with initial RMS roughness of 12.6 nm).

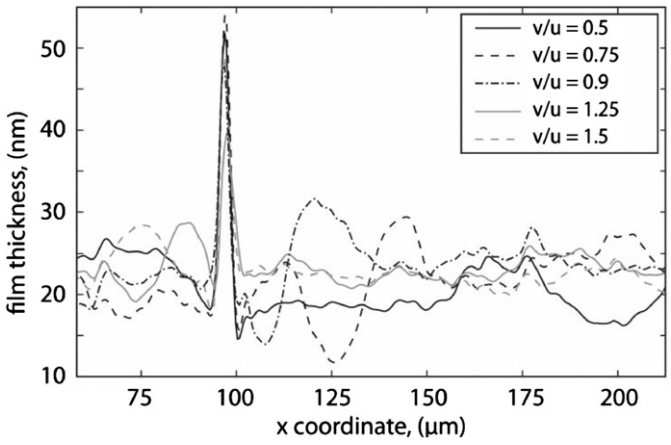


Fig. 8. Film thickness longitudinal profiles measured under several slip ratios (average of 80 slices).

was subjected to complementary wave analysis to evaluate the amplitude of the complementary wave.

4.1. Complementary wave significance

In pure rolling EHD contacts, it has been previously suggested and experimentally confirmed that the behavior of roughness can be satisfactorily predicted by the modification of the original roughness. In contrast, rolling–sliding conditions have more complex behavior. The modification of the original roughness alone cannot explain all of the major effects that significantly affect film thickness. Therefore, a model was proposed [4,12,13] in which, in addition to the roughness attenuation (particular integral), a complementary wave is induced in the inlet region and moves at the entrainment speed.

Fig. 8 shows longitudinal film thickness profiles measured under different slip ratios when the transverse deep ridge is approximately 90 μm from the inlet, creating the reference point. The entrainment speed was 0.0088 ms^{-1}, which was the same for all slip ratios. The position of induced clearance ripples roughly corresponded with the theoretical values presented in Table 4. The position of the rough surface is the same (reference deep ridge) for all slip ratios, but the speed of rough surfaces is different. The ripples required different times to move from the inlet to a given position, even though the entrainment speed was constant in all cases. The values in Table 4 were determined by the entrainment speed and the particular movement time. In cases when the rough surface was slower than the opposite surface, the ripple was ahead and vice versa, proving that the ripples moved at the entrainment speed and can be considered to be part of the complementary wave.

Table 4
Theoretical positions of complementary waves induced by the deep transverse ridge on the rough surface.

Slip ratio *v/u*	0.5	0.75	0.9	1.25	1.5
Position (μm)	179	119	100	72	60

The CW had a significant influence on the overall film thickness distribution because it can cause a rapid change in clearance inside the EHD contact. According to our theory (Section 2), its wavelength is related to the slip ratio, and the decay rate is defined by Eq. (7), but much less information is known about the amplitude, which is discussed in the next section.

The decay rate goes to zero for long wavelengths; however, for short ones, it is high enough to reduce the CW nearly instantly. Therefore, only several of the longest wavelengths were able to travel through the entire contact, so the shape of CW should be rather smooth.

When roughness entered the EHD contact, long wavelengths were reduced by attenuation, and simultaneously, the CW was generated in the inlet and consisted mostly of the longest wavelengths. The typical spectrum of the real rough surface had long wavelengths with the greatest amplitudes then decreasing to shorter ones. Therefore, the significance of the induced complementary wave was comparable with the attenuation principle.

4.2. Results of complementary wave analysis

The residual film thicknesses were obtained by process given in Section 2.4 for all measurements. Then, they were evaluated by the scheme described in Section 2.5. Due to the simplification mentioned in Section 2.5, only limited points for each speed could be obtained. The actual number is controlled by the rate of decay.

Fig. 9 presents the results of analyses for the entrainment speeds of 0.0022, 0.0044 and 0.0088 m s^{-1} and the *S* parameters of 1.79, 2.13 and 2.53 compared with the theoretical fits presented by Hooke for the *S* parameters of 5, 7 and 10 and a slip ratio of 1.5 [21]. Although the results were scattered, a trend similar to that of the theoretical curves was observed. In long wavelengths, the points were closer together, except the longest wavelengths, which were comparable to the whole contact. Therefore, they could have been reasonably affected by other effects. As we move to the short wavelength region, the results for individual slip ratios become more divergent. Another global trend can also be seen: the points for slip ratios close to the pure rolling conditions were steeper than the points for the cases with more significant sliding.

In Fig. 10, the results for certain slip ratios are re-plotted and compared with the theoretical results. In this case, the values of amplitude ratio for a slip ratio of 0.5 were lower than the values for the slip ratios close to 0.95 that is similar to the theoretical values published by Hooke et al. [19], however, the difference between results for two slip ratios were larger. The discrepancy could have been caused by several factors. The theoretical results studied the influences of several speeds and various slip ratios separately. The current results include both effects simultaneously. As can be seen in Fig. 9, the theoretical curves from [21] were available for three *S* parameters and diverged to a very wide range. The closest case of a theoretical curve was still far enough from the experimental values. This begs the question of where the theoretical curve for an *S* parameter of approximately 2

Please cite this article as: Šperka P, et al. Experimental study of real roughness attenuation in rolling/sliding concentrated contacts. Tribol Int (2011), doi:10.1016/j.triboint.2011.06.006

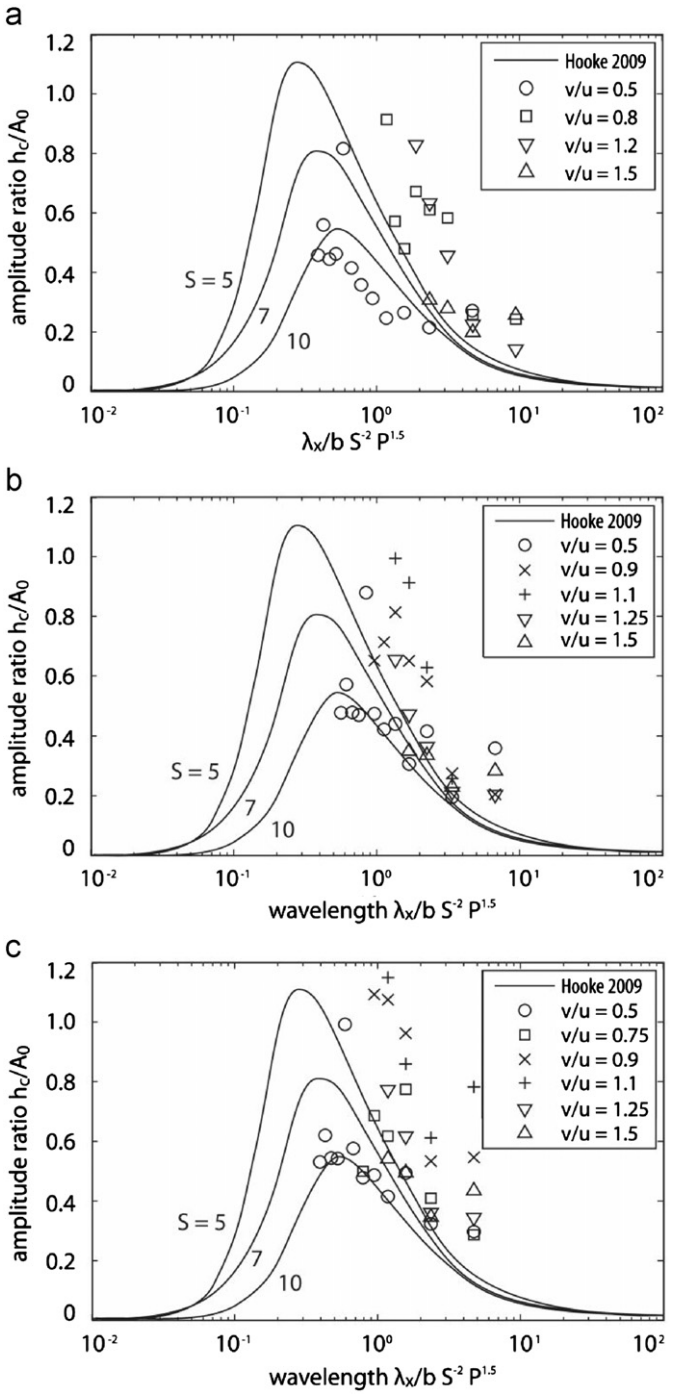


Fig. 9. Results of complementary wave analysis for entrainment speed $u=0.0022\ m\ s^{-1}$ (a), $0.0044\ m\ s^{-1}$ (b) and $0.0088\ m\ s^{-1}$ (c) compared with results presented by Hooke (solid lines) [21] for transverse roughness, slip ratio $v/u=1.5$.

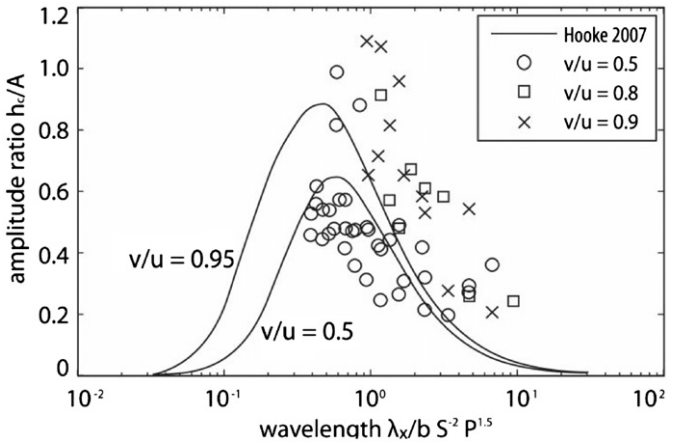


Fig. 10. Results of complementary wave analysis compared with results presented by Hooke et al. [19] (solid lines) for transverse roughness and wide range of operating conditions.

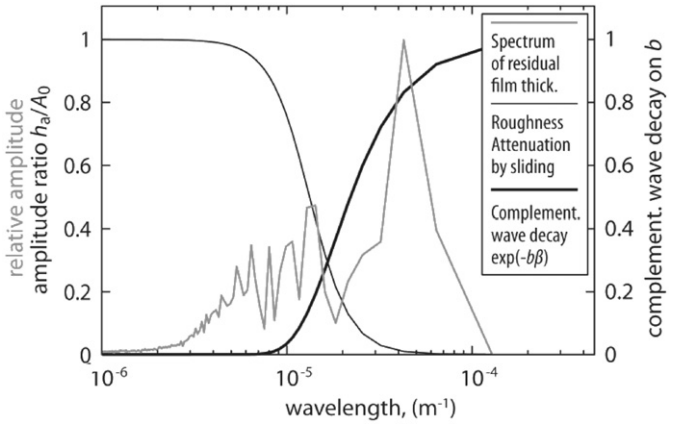


Fig. 11. Typical spectrum of residual film thickness compared with amplitude attenuation coefficients and coefficients of complementary wave decaying on the distance b.

should be. However, this does not fully explain the spread for different slip ratios.

In this analysis, three measured matrices were combined to obtain one set of results. The process involved operations such as the subtraction of two matrices. It had some errors that may have had different effects under various slip ratios.

Other effects could be observed on the dimensions of the reference deep ridge. The width of the ridge was slightly higher in the film thickness data than in the surface topography data. The residual sharp spikes could be found on the CW after subtracting the attenuated rough surface (see Fig. 2). Ultimately, this can distort the frequency spectrum from the film thickness and increase the final amplitude ratio coefficients. By analyzing the entire spectrum of the residual film thickness (Fig. 11), significant amplitudes were obtained for the long wavelengths and the short wavelengths. These short features were too small to be explained by the complementary wave because these waves should have decayed almost instantly after the inlet. It could be attributed to the residual spikes and varying behavior of the lubricant because the mean shear stresses covered a wide range of values from a value close to the Newtonian limit to values far from the limit. It also showed other errors connected with the experimental methods and the other effects.

5. Conclusion

In this study, a recently developed experimental procedure for the verification of the surface roughness attenuation approach based on the Fourier decomposition of the surface roughness into sinusoidal components was extended for rolling–sliding conditions. In this case, the experimental analysis was based on the presumption that the modification of the original roughness alone cannot explain all of the major effects that significantly affect film thickness under rolling/sliding conditions. Therefore, this study focused on the experimental verification of the complementary

Please cite this article as: Šperka P, et al. Experimental study of real roughness attenuation in rolling/sliding concentrated contacts. Tribol Int (2011), doi:10.1016/j.triboint.2011.06.006

wave concept. The complementary wave was extracted from the measured data by subtracting the attenuated roughness from the measured film thickness to obtain the residual film thickness. Although, the experimental results are scattered, a trend similar to the theoretical curves was observed. It can be suggested from the obtained results that the significance of the induced complementary wave is comparable to the attenuation principle and cannot be neglected.

Acknowledgment

This research was supported by the Czech Science Foundation (Grant no. GC101/09/J003). The test oil was supplied by the Sun Oil Company, Belgium. Dr. Scott Bair of Georgia Institute of Technology is acknowledged for providing the viscosity measurements of SR600 oil.

References

[1] Zhu D, Ai XL. Point contact EHL based on optically measured three-dimensional rough surfaces. ASME J Tribol 1997;119:375–84.
[2] Holmes MJA, Evans HP, Snidle RW. Analysis of mixed lubrication effects in simulated gear tooth contacts. ASME J Tribol 2005;127:61–9.
[3] Morales-Espejel GE, Lugt PM, Van Kuilenburg J, Tripp JH. Effect of surface micro-geometry on the pressures and internal stresses of pure rolling EHL contact. Trib Trans 2003;46:260–72.
[4] Greenwood JA, Johnson KL. The behavior of transverse roughness in sliding elastohydrodynamically lubricated contacts. Wear 1992;153(1):107–17.
[5] Hooke CJ. Surface roughness modification in EHL line contacts the effect of roughness wavelength, orientation and operating conditions. In: Dowson D, editor. Lubrication at the frontier—the role of the interface and surface layers in the thin film and boundary regime, Proceedings of the 25th leeds-lyon symposium on tribology, Tribology series. Amsterdam: Elsevier; 1999. p. 193–202.
[6] Venner CH, Lubrecht AA. Amplitude reduction of non-isotropic harmonic patterns in circular EHL contacts under pure rolling. In: Dowson D, editor. Lubrication at the frontier—the role of the interface and surface layers in the thin film and boundary regime, Proceedings of the 25th leeds-lyon symposium on tribology, Tribology series. Amsterdam: Elsevier; 1999. p. 151–62.
[7] Venner CH, Hooke CJ. Surface roughness attenuation in line and point contacts. Proc Inst Mech Eng Part J: J Eng Tribol 2000;214:439–44.
[8] Venner CH, Lubrecht AA. An engineering tool for the quantitative prediction of general roughness deformation in EHL contacts based on harmonic waviness attenuation. Proc Inst Mech Eng Part J: J Eng Tribol 2005;219:303–12.
[9] Hooke CJ, Li KY. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough, elastohydrodynamically lubricated contacts under pure rolling: Part 1—low amplitude, sinusoidal roughness. Proc IMechE, Part C: J Mech Eng Sci 2006;220:901–14.
[10] Hooke CJ, Li KY. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough EHL contacts. Part 2: general roughness. Proc IMechE, Part C: J Mech Eng Sci 2006;220:915–26.
[11] Venner CH, Kaneta M, Lubrecht AA. Surface roughness in elastohydrodynamically lubricated contacts. In: Dowson D, editor. Thinning films and tribological interfaces, Proceedings of the 26th leeds-lyon symposium on tribology, Tribology series. Amsterdam: Elsevier; 2000. p. 25–36.
[12] Greenwood JA, Morales-Espejel GE. The behaviour of transverse roughness in EHL contacts. Proc Inst Mech Eng Part J: J Eng Tribol 1994;208:121–32.
[13] Greenwood JA, Morales-Espejel GE, et al. The amplitude of the complementary function for wavy EHL contacts. Tribol Ser, Elsevier 1997;32:307–12.
[14] Lubrecht AA. Influence of Local and Global Features in EHL Contacts. Tribol Ser, Elsevier 1997;32:17–25.
[15] Lubrecht AA, Graille D, Venner CH, Greenwood JA. Waviness amplitude reduction in EHL line contacts under rolling–sliding. ASME J Tribol 1998;120:705–9.
[16] Hooke CJ. The effect of roughness in EHL contacts. In: Dowson D, editor. Life cycle tribology, Proceedings of the 31st leeds-lyon symposium on tribology, Tribology series. Amsterdam: Elsevier; 2005. p. 31–46.
[17] Hooke CJ. Roughness in rolling–sliding elastohydrodynamic lubricated contacts. Proc Inst Mech Eng Part J: J Eng Tribol 2006;220:259–71.
[18] Hooke CH. The behaviour of low-amplitude surface roughness under line contacts: non-Newtonian fluids. Proc IMechE, Part J, J Eng Tribol 2000;214:253–65.
[19] Hooke CJ, Li KY, Morales-Espejel G. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough, rolling–sliding elastohydrodynamically lubricated contacts. Part 1: low-amplitude, sinusoidal roughness. Proc IMechE, Part C: J Mech Eng Sci 2007;221:535–50.
[20] Hooke CJ, Li KY, Morales-Espejel G. Rapid calculation of the pressures and clearances in rough, rolling–sliding elastohydrodynamically lubricated contacts. Part 2: general, non-sinusoidal roughness. Proc IMechE, Part C: J Mech Eng Sci 2007;221:551–64.
[21] Hooke CJ. Engineering analysis of rough elastohydrodynamically lubricated contacts. Proc IMechE, Part C: J Mech Eng Sci 2009;223:517–28.
[22] Venner CH, Morales-Espejel GE. Amplitude reduction of small-amplitude waviness in transient elastohydrodynamically lubricated line contacts. Proc Inst Mech Eng Part J: J Eng Tribol 1999;213:487–504.
[23] Jacod B, Lugt P, Dumont ML, Tripp JH, Venner CH. Amplitude reduction of waviness in elastohydrodynamic lubrication using an Eyring fluid model. Proc Inst Mech Eng Part J: J Eng Tribol 2000;214:343–50.
[24] Chapkov AD, Venner CH, Lubrecht AA. Roughness amplitude reduction under non-newtonian EHD lubrication conditions. ASME J Tribol 2006;128:753–60.
[25] Venner CH, Berger G, Lugt PM. Waviness deformation in starved EHL circular contacts. ASME J Tribol 2004;126:248–57.
[26] Labiau A, Ville F, Sainsot P, Querlioz E, Lubrecht T. Effect of simusoidal surface roughness under starved conditions on rolling contact fatigue. Proc Inst Mech Eng Part J: J Eng Tribol 2008;222:193–200.
[27] Guangteng G, Cann PM, Olver AV, Spikes HA. Lubricant film thickness in rough surface, mixed elastohydrodynamic contact. J Tribol 2000;122:65–76.
[28] Glovnea RP, Choo JW, Olver AV, Spikes HA. Compression of a single transverse ridge in a circular elastohydrodynamic contact. J Tribol 2003;125:275–82.
[29] Kaneta M, Tani N, Nishikawa H. Optical interferometric observations of the effect of moving transverse asperities on point contact EHL films. In: Tribological research and design for engineering systems, Proceedings of the 29th leeds-lyon symposium on tribology, Tribology and Interface Engineering Series, vol. 41 Elsevier; 2003. pp. 101–109.
[30] Félix-Quiñonez A, Ehret P, Summers JL. New experimental results of a single ridge passing through an EHL conjunction. J Tribol 2003;125:252–9.
[31] Choo JW, Glovnea RP, Olver AV, Spikes HA. The effects of three-dimensional model surface roughness features on lubricant film thickness in EHL contacts. J Tribol 2003;125:533–42.
[32] Félix-Quiñonez A, Ehret P, Summers JL, Morales-Espejel GE. Fourier analysis of a single transverse ridge passing through an elastohydrodynamically lubricated rolling contact: a comparison with experiment. Proc Inst Mech Eng Part J: J Eng Tribol 2004;218(1):33–43.
[33] Félix-Quiñonez A, Ehret P, Summers JL. On three-dimensional flat-top defects passing through an EHL point contact: a comparison of modeling with experiments. J Tribol 2005;127:51–60.
[34] Choo JW, Olver AV, Spikes HA. The influence of transverse roughness in thin film, mixed elastohydrodynamic lubrication. Tribol Int 2007;40:220–32.
[35] Šperka P, Křupka I, Hartl M. Experimental study of real roughness attenuation in concentrated contacts. Tribol Int 2010;43:1893–901.
[36] Hartl M, Křupka I, Poliščuk R, Liška M, Molimard J, Vergne P, et al. Thin film colorimetric interferometry. Tribol Trans 2001;44:270–6.
[37] Crane R. Interference phase measurement. Appl Opt 1969;8:538.
[38] Hariharan PBF, Oreb ATE. Digital phase-shifting interferometry: a simple error-compensating phase calculation algorithm. Appl Opt 1987;26:2504.
[39] Schwider JC, Burow R, Elssner KE, Grzanna J, Spolaczyk, Merkel K. Digital wave-front measuring interferometry: some systematic error sources. Appl Opt 1983;22:3421–32.
[40] Ghiglia DC, Pritt MD. Two-dimensional phase unwrapping: theory, algorithms, and software. A Wiley-Interscience publ; 0-471-24935-1.

Please cite this article as: Šperka P, et al. Experimental study of real roughness attenuation in rolling/sliding concentrated contacts. Tribol Int (2011), doi:10.1016/j.triboint.2011.06.006