Obsah

1 Úvod 8

2 Teorie o seismickém zdroji 10

2.1 Bodový seismický zdroj 10

2.2 Konečný zemětřesný zdroj 11

2.3 Modely růstu zemětřesné trhliny 12

2.3.1 Lineární unilaterální model (jednosměrné šíření obdélníkové trhliny) 12

2.3.2 Lineární bilaterální středově souměrný model (trhlina propaguje od svého středu na dvě opačné strany) 13

2.3.3 Plošný radiální středově souměrný model (kruhová trhlina) 13

2.3.4 Charakteristika použitých modelů 14

2.3.5 Orientace pozorovatele vůči použitým modelům 15

2.4 Vzorce pro výpočet zdánlivého času trhání uvedených modelů 16

2.5 Nahrazení kruhové trhliny ekvivalentní bilaterální trhlinou 18

2.6 Vlastnosti funkcí $\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\alpha})$, $\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\varepsilon})$ 21

2.6.1 Rozsah hodnot zdánlivého času trhání 21

2.6.2 Dva různé směry a rozdíl jim příslušných zdánlivých časů trhání 22

2.6.3 Závislost průběhu funkcí $\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\alpha})$, $\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\varepsilon})$ na rychlosti trhání $\boldsymbol{v}$ 24

2.6.4 Závislost průběhu funkcí $\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\alpha})$, $\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\varepsilon})$ na rychlosti šíření seismických vln $\boldsymbol{c}$ v blízkém okolí zdroje 25

2.6.5 Závislost průběhu funkcí $\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\alpha})$, $\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\varepsilon})$ na velikosti zdroje 26

3 Teoretická rozložení hodnoty zdánlivého času trhání na ohniskové sféře (numerické modelování) 27

3.1 Rozložení zdánlivého času trhání na ohniskové sféře 27

3.2 Možná rozložení zdánlivého času trhání na ohniskové sféře pro konkrétní zemětřesný jev 30

4 Seismicita západních Čech 34

4.1 Zemětřesný roj z roku 2008 35

4.2 Seismická síť WEBNET v roce 2008 36

5 Data a jejich zpracování 38

5.1 Vybrané zemětřesné jevy 38
5.2 Volba způsobu měření s ohledem na plánovaný postup interpretace 41
5.3 Úvod k měření trvání pulsů 42
5.4 Měření z neupravených velocigramů 43
5.4.1 Stanovení času příchodu metodou prvých bodů odchylných od šumu 43
5.4.2 Stanovení času příchodu metodou jednoho obrazového bodu 45
5.4.3 Určování času příchodu P vlny pro studované zemětřesné jevy 45
5.4.4 Konec měřeného úseku při měření z neupravených velocigramů 46
5.4.5 Zpřesnění času konce měřeného úseku – použití grafu pohybu částice 48
5.5 Měření z časových závislostí posunutí 50
5.6 Konzistence odečtů 51
5.7 Soubor hodnot postihující co možná nejvíce stanic 53
5.8 Polohy stanic na ohniskové sféře 54
5.9 Tvorba map naměřených trvání prvých pulsů 55
5.10 Množiny odečtů, mapy a jejich spolehlivost 56
6 Výsledné mapy trvání prvého pulsu 57
7 Diskuse k mapám 71
7.1 Podobnost mezi mapou $\Delta \boldsymbol{tv}$ a mapou $\Delta \boldsymbol{tP}$ 71
7.2 Opakující se znaky map 71
7.3 Typické rozložení trvání prvého pulsu 72
8 Interpretace – model zdroje a jeho orientace 74
8.1 Interpretační postup 74
8.2 Výsledky interpretace 76
8.3 Vysvětlitelnost četně se vyskytujících znaků map 82
8.4 Nejednoznačnost řešení 82
8.5 Odlišnost map trvání prvého pulsu od modelových rozložení zdánlivého času trhání 84
8.6 Chyby měření 85
8.6.1 Je možno rozpoznat, zda složitost záznamu je podmíněna složeností zemětřesného jevu? 85
8.6.2 Chyby ve stanoveném čase příchodu 86
8.6.3 Postačuje měřit pulsy svislé složky záznamu? 88

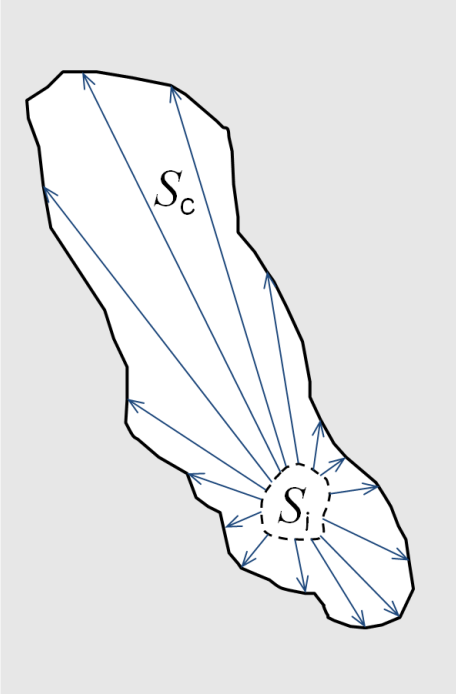
8.6.4 Zhodnocení chyb měření 89
8.7 Souvislost mezi obtížností měření a interpretovatelností 89
9 Závěr 90
10 Literatura 92

1 Úvod

Střižný pohyb na zlomové ploše nastane, jakmile střižné napětí τ překročí svou kritickou hodnotu τ_c, jež je součtem koheze c a smykového tření $\mu\sigma_n$ (Lay a Wallace 1995, Vavryčuk 2011b). Běžný horninový masiv je nehomogenní ve svých mechanických vlastnostech a působící napětí není stejné v celém objemu horninového prostředí. K překročení kritické hodnoty střižného napětí dochází zpravidla v malé oblasti horninového prostředí (Douglas, Hudson, Pearce 1988).

Podél plošky, na níž došlo k překročení kritické hodnoty střižného napětí, nastává smykový pohyb. Pohyb je spojen s poklesem koeficientu smykového tření. Tím je smykový pohyb druhotně usnadněn (Lay a Wallace 1995).

Pohyb podél trhliny má za následek napěťové perturbace v horninovém masivu. Vzrůst napětí na okrajích trhliny vede k jejímu šíření. Pokles napětí způsobený vykonaným přemístěním naopak přispívá k zastavení růstu trhliny a ustání smykového pohybu. Za působení těchto faktorů se trhlina zvětší z počáteční rozlohy S_i na celkovou rozlohu S_c (obraz 1) (Lay a Wallace 1995, McGuire 2004). Proces šíření trhliny se nazývá trhání, pohybující se okraj trhliny se nazývá fronta trhání (Madariaga 1976).



Obraz 1: Rostoucí zemětřesná trhlina. S_i … počáteční plocha trhliny, S_c … celková plocha trhliny.

Protože započetí pohybu na celé rozsáhlé zlomové ploše v jediném okamžiku je velmi nepravděpodobné, model konečného zemětřesného zdroje je téměř vždy modelem pohybujícího se zdroje (Douglas, Hudson, Pearce 1988). Seismické vlny ve vzdálené zóně konečného zdroje proto podléhají Dopplerovu principu (Douglas, Hudson, Pearce 1988).

Projev šíření zemětřesné trhliny ve vyzařovací charakteristice je nazýván směrovostí zemětřesení. Zemětřesná trhlina vykazuje směrovost, jestliže na ní dochází k pohybu oblasti, z níž jsou vyzařovány seismické vlny. Ze směrovosti seismického zdroje plyne směrovost jeho vlnového pole. Vlnové pole zemětřesného zdroje by nevykazovalo směrovost tehdy, kdyby celá trhlina vznikla v jediném časovém okamžiku a náběhový čas by byl stejný pro každý bod trhliny (Douglas, Hudson, Pearce 1988). Český seismologický termín směrovost pochází z anglického výrazu directivity. Kromě zde uvedeného kvalitativního pojetí existuje také kvantitativní definice směrovosti (Ben-Menahem 1961, Ben-Menahem 1962).

Analýzou směrovosti vlnového pole je možno určit kinematické parametry zemětřesného zdroje, jako jsou velikost zlomu, směr šíření nespojitosti posunutí na zlomu, rychlost trhání a skutečný čas trhání (Boatwright 1984, Chung a Kanamori 1980, Lin *et al.* 2006, Tan a Helmberger 2010). Ze směrovosti vlnového pole je možno určit, která z nodálních rovin je zlomovou plochou (Frez, Nava, Acosta 2010).

Cílem diplomového projektu bylo detailně propracovat a otestovat jednoduchou metodiku měření trvání pulsů objemových seismických vln generovaných zemětřesnými jevy, naměřená data převést na ohniskovou sféru a v případě nalezení významné směrové závislosti naměřeného trvání pulsu určit způsob a směr šíření zemětřesných trhlin.

Analyzovány byly zemětřesné jevy ze západočeského zemětřesného roje z roku 2008, využity byly výhradně seismické záznamy sítě WEBNET (Fischer *et al.* 2010). Analýza byla provedena sice na malé množině zemětřesných jevů, avšak jde o jevy v rámci zemětřesného roje poměrně významné. Domnívám se, že stanice sítě WEBNET produkují pro významné zemětřesné jevy v západních Čechách velmi kvalitní seismické záznamy a že díky tomu může i jednouchá metodika měření vést k úspěchu.

Znalosti, jako jsou pouhý způsob šíření zemětřesných trhlin a směr jejich šíření, by měly velký význam, kdybychom je měli pro statisticky významnou část jevů ze západočeských zemětřesných rojů. Představme si zmapované prostorové rozložení těchto parametrů zemětřesného zdroje a představme si poznaný vývoj tohoto rozložení během

období zemětřesné aktivity. Kdybychom měli tyto znalosti, rozuměli bychom zemětřesným rojům v západních Čechách podstatně lépe.

2 Teorie o seismickém zdroji

2.1 Bodový seismický zdroj

Bodový seismický zdroj je reprezentován svým momentovým ekvivalentem, tenzorem seismického momentu $\overleftrightarrow{\boldsymbol{M}}(t)$. Je to symetrický tenzor druhého řádu mající 6 vzájemně nezávislých složek. Za předpokladu, že všechny složky momentového tenzoru mají stejnou časovou závislost, lze časově závislý tenzor seismického momentu rozložit na součin momentového tenzoru nezávislého na čase $\overleftrightarrow{\boldsymbol{M}}$ a časové funkce zdroje $s(t)$ (Madariaga 2007).

$$\overleftrightarrow{\boldsymbol{M}}(t) = \overleftrightarrow{\boldsymbol{M}} \, . \, s(t) \tag{1}$$

Časová funkce zdroje $s(t)$ popisuje časové změny seismického momentu. Časová funkce $s(t)$ bodového seismického zdroje bývá nahrazována funkcí tvaru rampy. Její trvání se nazývá náběhový čas τ_{r} (Lay a Wallace 1995). Aproximujeme-li časovou funkci bodového seismického zdroje rampou, pak první časová derivace časové funkce zdroje $\dot{s}(t)$ bude obdélníkovou funkcí o trvání τ_{r} (Lay a Wallace 1995).

Označme symbolem $\vec{\boldsymbol{u}}^{\mathrm{P}}(\vec{\boldsymbol{x}}, t)$ časovou závislost posunutí spjatého s P vlnou v bodě $\vec{\boldsymbol{x}}$ vzdálené zóny seismického zdroje. Pro bodový seismický zdroj je složka *i* vektorové funkce $\vec{\boldsymbol{u}}^{\mathrm{P}}(\vec{\boldsymbol{x}}, t)$ podmíněná složkou jk momentového tenzoru jsoucího v $\vec{\boldsymbol{x}} = \vec{0}$ v homogenním prostoru dána vzorcem (Shearer 2009)

$$u_i^{\mathrm{P}}(\vec{\boldsymbol{x}}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^3} \sum_{jk} \frac{x_i x_j x_k}{r^3} \frac{1}{r} \dot{M}_{jk}\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) \tag{2}$$

V něm $\dot{M}_{jk}$ je časová derivace složky j, k momentového tenzoru, podíl *r/α* je čas, který je potřeba na to, aby paprsek podélné seismické vlny dorazil od zdroje k přijímači, ρ je hustota, α je rychlost šíření podélných seismických vln, t je čas, r je vzdálenost od zdroje k přijímači a i, j, k jsou indexy os kartézské soustavy souřadnic (Shearer 2009). Bodový zemětřesný zdroj tedy vyzařuje seismické vlny právě tehdy, když dochází ke změnám jeho

seismického momentu (Madariaga 2007). Dosazením vztahu (1) do rovnice (2) získáme (Madariaga 2007)

$$u_i^P(\vec{\boldsymbol{x}}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^3} \sum_{jk} \frac{x_i x_j x_k}{r^3} \frac{1}{r} M_{jk} \dot{s}\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) \tag{3}$$

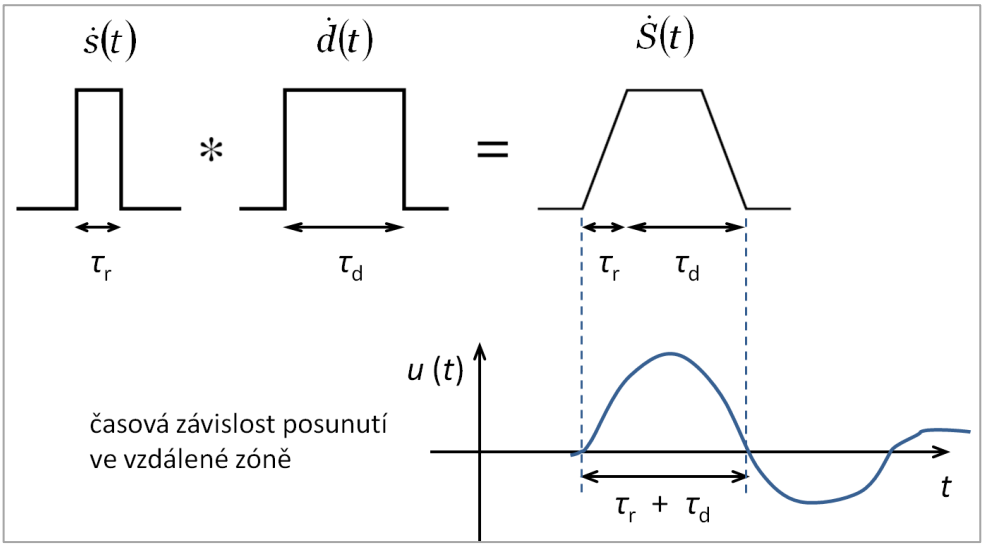
Jedinou časově závislou proměnnou vystupující ve vzorci (3) je první časová derivace časové funkce zdroje $\dot{s}(t)$. Elastické posunutí ve vzdálené zóně $\vec{\boldsymbol{u}}^{\mathrm{P}}(t)$ je přímo úměrné první časové derivaci časové funkce zdroje $\dot{s}\left(t - \frac{r}{\alpha}\right)$. Bodový seismický zdroj se tak ve své vzdálené zóně projevuje první časovou derivací časové funkce zdroje.

2.2 Konečný zemětřesný zdroj

Účinek konečného seismického zdroje lze vyjádřit jako součet (superpozici) účinků v prostoru rozmístěných bodových zdrojů (Shearer 2009). Každý z nich představuje malou část zlomové plochy a je charakterizován svým momentovým tenzorem (Madariaga 2007). Předpokládejme, že všechny modelové bodové zdroje, jimiž je pokryta zlomová plocha, mají stejný tenzor seismického momentu $\overleftrightarrow{\boldsymbol{M}}$ a stejnou časovou funkci zdroje $s(t)$. Předpokládejme, že jejich funkce $s(t)$ má tvar rampy. Pro každý z těchto bodových zdrojů platí vzorec (3) a závěry uvedené v kapitole 2.1. Projev $\dot{S}(t)$ konečného zemětřesného zdroje v jeho vzdálené zóně lze zjednodušeně vyjádřit jako konvoluci (Lay a Wallace 1995)

$$\dot{S}(t) = \dot{s}(t) * \dot{d}(t) \tag{4}$$

$\dot{s}(t)$ je první časová derivace časové funkce každého z bodových zdrojů na zlomové ploše. Její trvání je náběhový čas τ_{r}, což je doba, za kterou každá částice na zlomu dokončí svůj pohyb (Lay a Wallace 1995). Má-li funkce $s(t)$ tvar rampy, pak její derivace $\dot{s}(t)$ je obdélníkovou funkcí. Funkce $\dot{d}(t)$ je projevem šíření zlomu. Trvání funkce $\dot{d}(t)$ se nazývá zdánlivý čas trhání τ_{d} (Lay a Wallace 1995). Zdánlivý čas trhání je funkcí orientace pozorovatele vůči seismickému zdroji. Funkce $\dot{d}(t)$ je obdélníkovou funkcí, je-li plocha, o níž zlom vyroste za časovou jednotku, konstantní po celou dobu růstu zlomu. Jsou-li funkce $\dot{s}(t)$ a $\dot{d}(t)$ obdélníkové, pak funkce $\dot{S}(t)$ má tvar lichoběžníka, jehož trvání je rovno součtu náběhového času τ_{r} a zdánlivého času trhání τ_{d} (Lay a Wallace 1995).



Obraz 2: Funkce $\dot{S}(t)$ konečného zemětřesného zdroje (nahoře) a měřená časová závislost posunutí ve vzdálené zóně (dole) (upraveno z Shearer 2009). Trvání pulsu posunutí je rovno součtu náběhového času τ_r, a zdánlivého času trhání τ_d.

Elastické posunutí, jež konečný seismický zdroj vyzařuje do své vzdálené zóny, $\vec{\boldsymbol{u}}^P(t)$ je přímo úměrné funkci $\dot{S}\left(t - \frac{r}{\alpha}\right)$ (Shearer 2009). Konečný zemětřesný zdroj tedy do své vzdálené zóny vyzařuje pulsy posunutí tvaru lichoběžníka (Shearer 2009). V případě, že by prostředí mezi zdrojem a přijímačem nemělo na průběh časové závislosti elastického posunutí seismických vln žádný vliv a seismometr by pracoval optimálně, byly by i jím zaznamenané pulsy posunutí lichoběžníkovou funkcí, jejichž trvání by se zhruba rovnalo součtu náběhového času τ_r a zdánlivého času trhání τ_d (obraz 2).

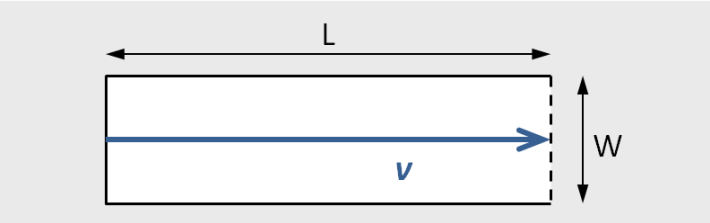
Ve všech následujících kapitolách už nebude vektorová či tenzorová povaha proměnných zdůrazněna šipkou.

2.3 Modely růstu zemětřesné trhliny

2.3.1 Lineární unilaterální model (jednosměrné šíření obdélníkové trhliny)

Obdélníkový zlom o délce *L* a šířce *W* (Chung a Kanamori 1980).

Obraz 3: Jednosměrné šíření obdélníkové trhliny.

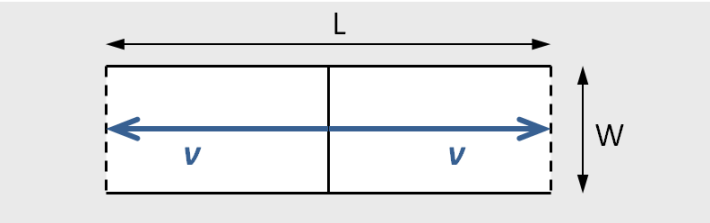


Trhání začíná v jediném okamžiku na jedné z kratších stran budoucího obdélníkového zlomu. Fronta trhání postupuje v čase neměnnou rychlostí v rovnoběžně s delší stranou vznikajícího zlomu. Proces končí náhle v okamžiku, kdy fronta trhání dosáhne protilehlé kratší strany zlomu, na níž se náhle zastaví. Pro tento model bude dále většinou používán stručný název unilaterální model (Chung a Kanamori 1980).

2.3.2 Lineární bilaterální středově souměrný model (trhlina propaguje od svého středu na dvě opačné strany)

Obdélníkový zlom o celkové délce *L* a šířce *W* (Chung a Kanamori 1980).

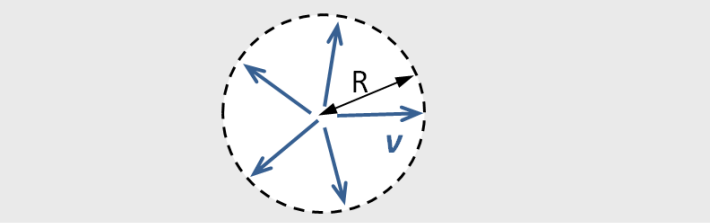
Obraz 4: Obdélníková trhlina šířící se od svého středu souměrně bilaterálně.



Trhání začíná v jediném okamžiku na úsečce rovnoběžné s kratší stranou budoucího obdélníkového zlomu ležící v polovině jeho delší strany. Z této úsečky se divergentně rovnoběžně s delší stranou vznikajícího zlomu šíří dvě fronty trhání, každá v čase neměnnou rychlostí v. V jediném okamžiku dosáhnou fronty trhání protilehlých okrajů zlomu, na nichž se náhle zastaví. Pro tento model bude dále většinou používán stručný název bilaterální model (Chung a Kanamori 1980).

2.3.3 Plošný radiální středově souměrný model (kruhová trhlina)

Kruhový zlom o poloměru *R* (Chung a Kanamori 1980).

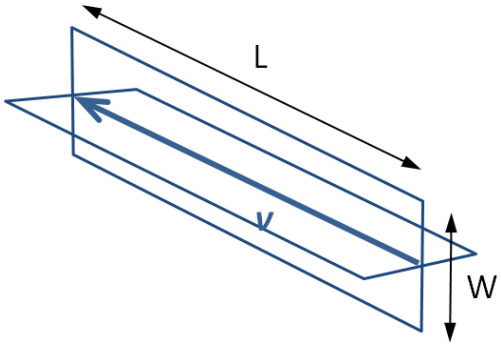


Obraz 5: Paprskovitě rostoucí kruhová trhlina.

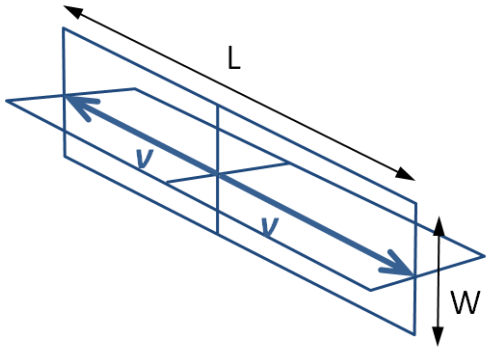
Trhání začíná ve středu budoucí kruhové trhliny. Fronta trhání tvaru kružnice se šíří paprskovitě v rovině zlomu konstantní rychlostí v. V okamžiku, kdy trhlina dosáhne poloměru *R*, se fronta trhání náhle zastaví. Pro tento model bude dále většinou používán stručný název kruhový model (Chung a Kanamori 1980).

2.3.4 Charakteristika použitých modelů

Unilaterální model a bilaterální model patří mezi lineární modely šíření trhliny (Cesca, Heimann, Dahm 2011). Tyto modely se projevují jen délkou *L*. Šířku *W* pokládáme za infinitezimální, zcela ji zanedbáváme. Lineárním modelům vyhovuje nekonečně mnoho orientací zlomu, všechny, v nichž může ležet vektor vyznačující směr šíření trhliny. A takových rovin je nekonečně mnoho, viz obrazy 6 a 7. Model kruhové trhliny je jednoduchým plošným modelem (Cesca, Heimann, Dahm 2011). Orientace kruhového modelu je jednoznačně určena orientací zlomu.



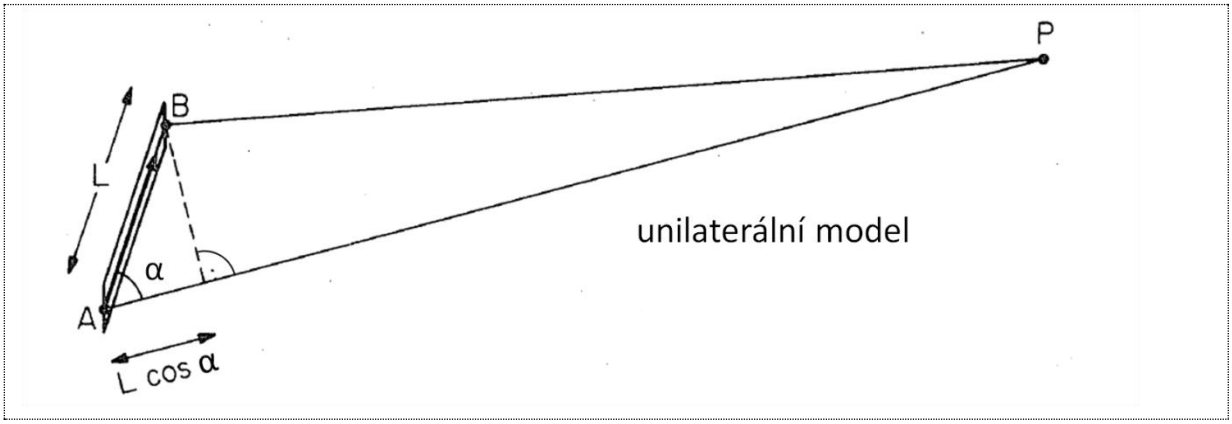
Obraz 6: Dvě z nekonečně mnoha různých orientací zlomu, které vyhovují jedné orientaci lineárního unilaterálního modelu.



Obraz 7: Dvě z nekonečně mnoha různých orientací zlomu, které vyhovují jedné orientaci lineárního bilaterálního modelu.

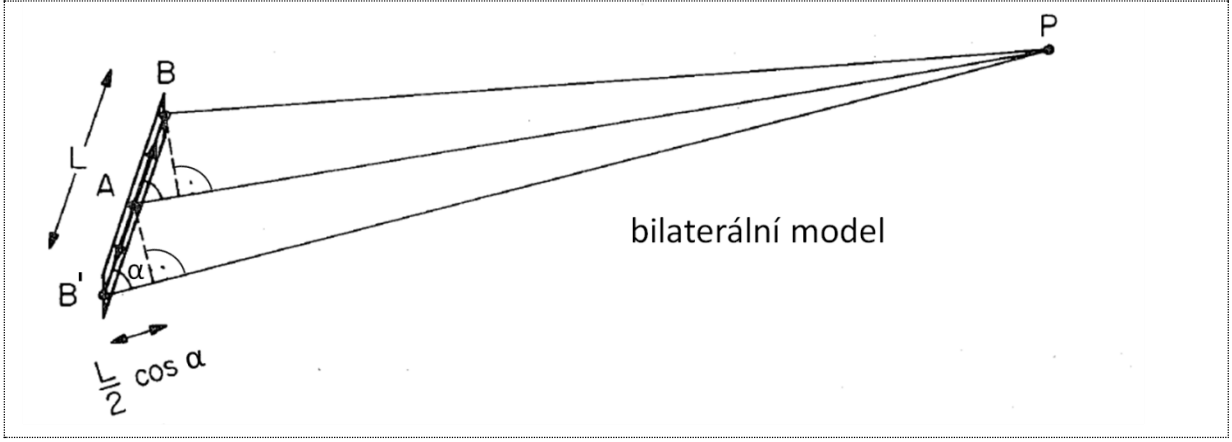
2.3.5 Orientace pozorovatele vůči použitým modelům

Unilaterální model: Úhel α je odchylka seismického paprsku, který ze zdroje vychází k pozorovateli, od směru šíření trhliny (obraz 8).



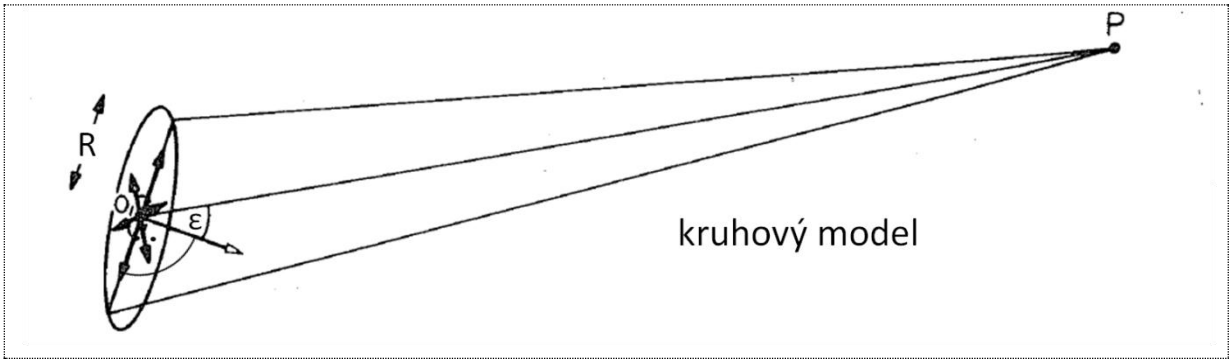
Obraz 8: Jednosměrné šíření obdélníkové trhliny, definice úhlu α (upraveno z Chung a Kanamori 1980).

Bilaterální model: Úhel α je odchylka seismického paprsku, který ze zdroje vychází k pozorovateli, od libovolného ze dvou směrů šíření trhliny (obraz 9).



Obraz 9: Symetricky dvojsměrně šířící se obdélníková trhlina, definice úhlu α (upraveno z Chung a Kanamori 1980).

Kruhový model: Úhel ε je odchylka seismického paprsku, který vychází ze zdroje k pozorovateli, od libovolného ze dvou opačných normálových vektorů kruhové trhliny (obraz 10).



Obraz 10: Paprskovitě rostoucí kruhová trhlina, definice úhlu ε (upraveno z Chung a Kanamori 1980).

2.4 Vzorce pro výpočet zdánlivého času trhání uvedených modelů

Od kapitoly 2.4 po kapitolu 3.2 značím zdánlivý čas trhání symbolem τ namísto τ_{d}.

K odvození vzorců, které uvádím v této kapitole, je nutno přijmout několik předpokladů (Lay a Wallace 1995):

- *Rychlost trhání v je menší než rychlost šíření seismických vln v blízkém okolí zdroje c.* (Pa1)
- *Paprsky seismických vln v blízkém okolí zdroje jsou přímkové.* (Pa2)
- *Rozměry zdroje (délka podélné trhliny L, poloměr kruhové trhliny R) jsou mnohem menší než vzdálenost k přijímači. Všechny seismické paprsky vycházející ze zdroje k jednomu přijímači je možno pokládat za rovnoběžné.* (Pa3)

Při platnosti předpokladů (Pa1), (Pa2), (Pa3) je zdánlivý čas trhání τ dán těmito vzorci (Chung a Kanamori 1980):

lineární unilaterální model
$$\tau = \frac{L}{v} - \frac{L\,\cos\alpha}{c} \qquad \alpha \in R \tag{5}$$

lineární středově souměrný bilaterální model
$$\tau = \frac{L}{2\,v} + \frac{L\,|\cos\alpha|}{2\,c} \qquad \alpha \in R \tag{6}$$

kruhový model
$$\tau = \frac{R}{v} + \frac{R\,|\sin\varepsilon|}{c} \qquad \varepsilon \in R \tag{7}$$

v nichž τ … zdánlivý čas trhání, L … délka unilaterální trhliny nebo celková délka bilaterální trhliny, R … poloměr kruhové trhliny, v … rychlost trhání, c … rychlost šíření sledovaného typu seismických vln v blízkém okolí trhliny, význam úhlů α a ε plyne z obrazů 7, 8, 9.

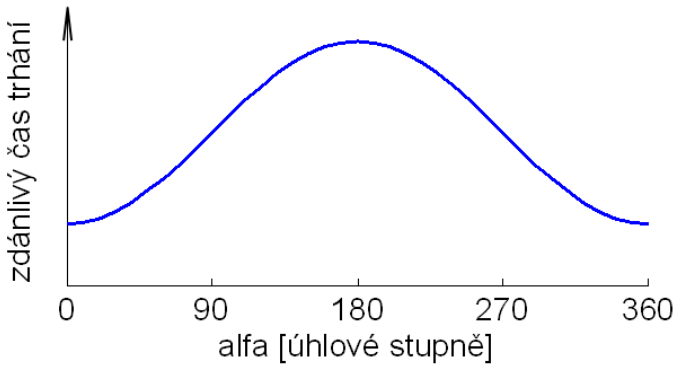
Zdánlivý čas trhání τ je tedy funkcí:

(a) parametrů modelu (L, v, c pro unilaterální a bilaterální model; R, v, c pro kruhový model),

(b) orientace přijímače vůči modelu.

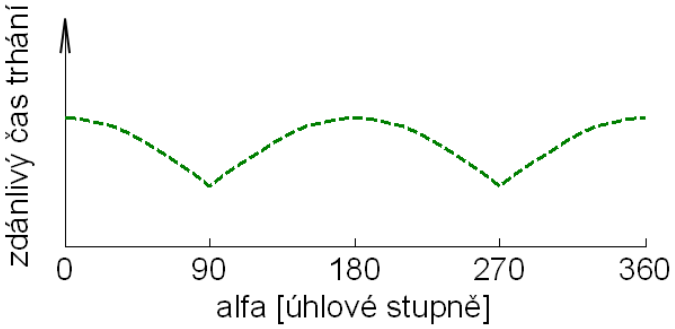
Rovnice (5) s konstantními parametry L, v, c definuje křivku v rovině $\alpha\tau$. Průběh této křivky v intervalu $\alpha \in \langle 0°;\ 360° \rangle$ je vykreslen na obrazu 11.

Obraz 11: Průběh funkce $\tau(\alpha)$ pro unilaterální model zemětřesného zdroje s konstantními parametry *L*, *v*, *c*.



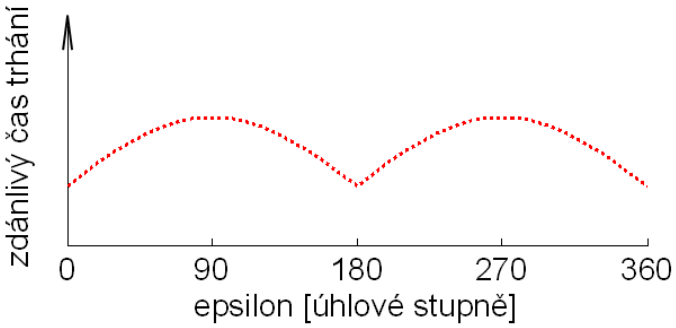
Rovnice (6) s konstantními parametry L, v, c definuje křivku v rovině $\alpha\tau$. Průběh této křivky v intervalu $\alpha \in \langle 0°;\ 360° \rangle$ je vykreslen na obrazu 12.

Obraz 12: Průběh funkce $\tau(\alpha)$ pro bilaterální model zemětřesného zdroje s konstantními parametry *L*, *v*, *c*.



Rovnice (7) s konstantními parametry R, v, c definuje křivku v rovině $\alpha\tau$. Průběh této křivky v intervalu $\varepsilon \in \langle 0°;\ 360° \rangle$ je vykreslen na obrazu 13.

Obraz 13: Průběh funkce $\tau(\varepsilon)$ pro kruhový model zemětřesného zdroje s konstantními parametry *R*, *v*, *c*.



2.5 Nahrazení kruhové trhliny ekvivalentní bilaterální trhlinou

Analýzou vzorců (6) a (7) je možno zjistit, že funkce $\tau(\alpha)$ bilaterální trhliny a $\tau(\varepsilon)$ kruhové trhliny pro společné hodnoty parametrů v a c a pro $L = 2R$ se liší jen posunem. Zavedeme-li pro kruhovou trhlinu úhel α namísto úhlu ε, pak křivky vyjadřující úhlovou závislost τ všech tří základních typů trhlin bude možno vynášet do jediného grafu s úhlem α na vodorovné ose.

Kruhová trhlina a bilaterální trhlina, které jsou si pro pozorovatele ekvivalentní, splňují tato kritéria:

- *Rychlost šíření seismických vln v blízkém okolí bilaterálního modelu je rovna rychlosti šíření seismických vln v blízkém okolí kruhového modelu.* (Pb1)
- *Rychlost trhání bilaterálního modelu je rovna rychlosti trhání kruhového modelu.* (Pb2)
- *Celková délka bilaterální trhliny L je rovna průměru kruhové trhliny 2R neboli poloměr kruhové trhliny R je roven délce jedné větve bilaterální trhliny L/2.* (Pb3)
- *Bod zastupující infinitezimální středovou úsečku bilaterální trhliny, na níž dochází ke vzniku nespojitosti posunutí, je totožný s bodem vzniku nespojitosti posunutí kruhové trhliny, to jest jejím středem.* (Pb4)
- *Pozorovateli nejvzdálenější bod z okraje kruhové trhliny je totožný s bodem zastupujícím tu z kratších stran bilaterální trhliny, která je odvrácená od pozorovatele.* (Pb5)

Současné splnění kritérií (Pb1), (Pb2), (Pb3), (Pb4), (Pb5) definuje ke kruhové trhlině ekvivalentní bilaterální trhlinu nebo naopak k bilaterální trhlině ekvivalentní kruhovou trhlinu.

Bilaterální trhlina nalezená ke kruhové trhlině dle kritérií (Pb1), (Pb2), (Pb3), (Pb4), (Pb5) je ekvivalentní pro každého pozorovatele z roviny, v níž leží zároveň

I. střed kruhové trhliny,
II. normálový vektor kruhové trhliny a
III. polohový vektor pozorovatele.

Pro pozorovatele mimo tuto rovinu jsou však tyto dva zdroje svým zdánlivým časem trhání obecně různé.

Předpokládejme nyní, že jsou splněna kritéria (Pb1), (Pb2), (Pb3), (Pb4) a (Pb5).

Zdánlivý čas trhání bilaterálního modelu dán vzorcem (Chung a Kanamori 1980)

$$\tau_{\text{bilaterální trhliny}} = \frac{L}{2\,v} + \frac{L\,|\cos\alpha|}{2\,c}$$

Zdánlivý čas trhání kruhového modelu dán vzorcem (Chung a Kanamori 1980)

$$\tau_{\text{kruhové trhliny}} = \frac{R}{v} + \frac{R\,|\sin\varepsilon|}{c}$$

Položme nyní $\tau_{\text{kruhové trhliny}} = \tau_{\text{bilaterální trhliny}}$. Pak

$$\frac{R}{v} + \frac{R\,|\sin\varepsilon|}{c} = \frac{L}{2\,v} + \frac{L\,|\cos\alpha|}{2\,c}$$

$$\frac{R}{v} + \frac{R\,|\sin\varepsilon|}{c} = \frac{R}{v} + \frac{R\,|\cos\alpha|}{c}$$

$$\frac{R\,|\sin\varepsilon|}{c} = \frac{R\,|\cos\alpha|}{c}$$

$$|\sin\varepsilon| = |\cos\alpha| \qquad (8)$$

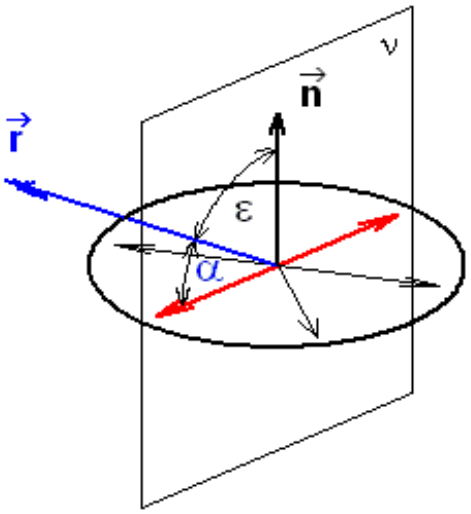
V množině $\alpha \in \langle 0°;\ 90°\rangle$ (úhel α měříme od té větve bilaterální trhliny, která je přivrácená k pozorovateli, pak postačuje $\alpha \in \langle 0°;\ 90°\rangle$) a $\varepsilon \in \langle 0°;\ 90°\rangle$ (úhel ε měříme od toho z dvou normálových vektorů trhliny, který směřuje k pozorovateli, pak stačí $\varepsilon \in \langle 0°;\ 90°\rangle$) lze rovnici (8) zjednodušit na

$$\sin\varepsilon = \cos\alpha \qquad (9)$$

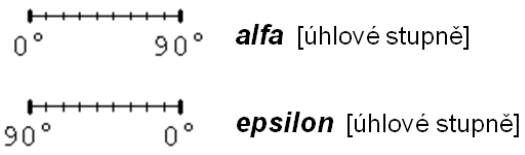
V množině $\alpha \in \langle 0°;\ 90° \rangle$ a $\varepsilon \in \langle 0°;\ 90° \rangle$ je rovnici (9) ekvivalentní vztah

$$\alpha = 90° - \varepsilon \qquad (10)$$

Tento vztah mezi úhly α a ε je jasně patrný z obrazu 14. Přehledně jej znázorňuje obraz 15.

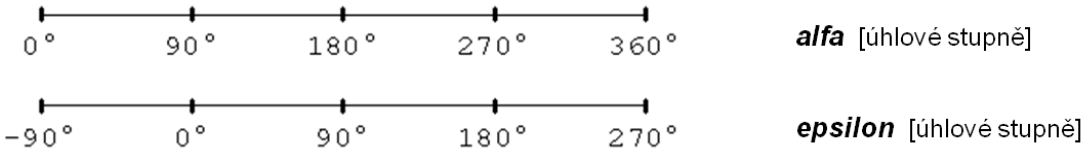


Obraz 14: Bilaterální trhlina a kruhová trhlina, jež jsou si pro pozorovatele $\vec{r}$ ekvivalentní. Na obrazu je kruhová trhlina, její šíření je vyznačeno tenkými černými šipkami a širšími červenými šipkami. Širšími červenými šipkami vyznačeno šíření bilaterální trhliny. Polohový vektor pozorovatele $\vec{r}$ svírá s normálovým vektorem $\vec{n}$ kruhové trhliny úhel ε ($\varepsilon \in \langle 0°;\ 90° \rangle$) a s přivrácenou větví bilaterální trhliny úhel α ($\alpha \in \langle 0°;\ 90° \rangle$). Platí vztah $\alpha + \varepsilon = 90°$ (rovnice (10)). Kruhová trhlina a bilaterální trhlina jsou si ve zdánlivém času trhání ekvivalentní pro každého pozorovatele $\vec{r}$ z roviny ν.



Obraz 15: Vztah parametru $\alpha \in \langle 0°;\ 90° \rangle$ pro bilaterální model trhání a parametru $\varepsilon \in \langle 0°;\ 90° \rangle$ pro kruhový model daný rovnicí $\alpha + \varepsilon = 90°$ (rovnice (10)). Obě osy mají lineární měřítko.

Rovnice (8) v množině $\alpha \in R$ a $\varepsilon \in R$ má nekonečně mnoho řešení. Je to důsledek periodičnosti goniometrických funkcí, šíře množin $\alpha \in R$ a $\varepsilon \in R$ a přítomnosti absolutních hodnot. Jedno z jejích řešení je znázorněno na obrazu 16.



Obraz 16: Jedno z mnoha možných přiřazení parametru $\alpha \in R$ pro bilaterální model trhání k parametru $\varepsilon \in R$ pro kruhový model. Obě osy mají lineární měřítko.

Existence bilaterálního modelu, který je svým zdánlivým časem trhání ekvivalentní určitému kruhovému modelu, umožňuje křivky $\tau(\alpha)$ a $\tau(\varepsilon)$ vynášet do grafu s jen jednou osou pro úhel. Kruhovou trhlinu a bilaterální trhlinu, které jsou si ekvivalentní, v něm pak reprezentuje jediná křivka.

2.6 Vlastnosti funkcí $\tau(\alpha)$, $\tau(\varepsilon)$

Tato kapitola (kapitola 2.6) je věnována výsledkům mnou provedené analýzy vzorců pro výpočet zdánlivého času trhání tří studovaných modelů šíření zemětřesné trhliny (vzorce (5), (6), (7), Chung a Kanamori 1980). Všechna v ní uvedená tvrzení platí obecně v 3D prostoru. Pro názornost jsou vlastnosti ukazovány na periodických křivkách $\tau(\alpha)$ unilaterální trhliny (základní perioda 360°, charakter kosinusovky, viz obraz 10), $\tau(\alpha)$ bilaterální trhliny (základní perioda 180°, viz obraz 11) a $\tau(\varepsilon)$ kruhové trhliny (základní perioda 180°, viz obraz 12), pro něž úhly α a ε jsou chápany jako proměnné $\alpha \in R, \varepsilon \in R$ bez ohledu na jejich význam v 3D prostoru (Boatwright 2007, Cesca, Heimann, Dahm 2011).

2.6.1 Rozsah hodnot zdánlivého času trhání

Zdánlivý čas trhání unilaterální trhliny je nejkratší právě ve směru šíření trhliny (α = 0°), střední hodnoty nabývá v rovině kolmé na směr šíření trhliny (α = 90°) a nejdelší je ve směru opačném ke směru šíření trhliny (α = 180°). Viz obraz 10.

Dosazením do vzorce (8) zjistíme, že rozsah hodnot zdánlivého času trhání unilaterálního modelu je obecně roven:

$$\begin{aligned} \tau(\alpha = 180°) - \tau(\alpha = 0°) = & \frac{L}{v} - \frac{L\ \cos 180°}{c} - \frac{L}{v} + \frac{L\ \cos 0°}{c} \\ = & + \frac{L}{c} + \frac{L}{c} \\ = & \frac{2\ L}{c} \end{aligned} \tag{11}$$

Zdánlivý čas trhání bilaterální trhliny je nejdelší v přímce, dle níž se divergentně šíří fronty trhání (α = 0°, α = 180°), a nejkratší v rovině kolmé k postupu front trhání (α = 90°). Viz obraz 11.

Dosazením do vzorce (6) zjistíme, že rozsah hodnot zdánlivého času trhání bilaterálního modelu je obecně roven:

$$\begin{aligned} \tau(\alpha = 0°) - \tau(\alpha = 90°) = & \frac{L}{2\ v} + \frac{L\ |\cos 0°|}{2\ c} - \frac{L}{2\ v} \\ = & \frac{L}{2\ c} \end{aligned} \tag{12}$$

Zdánlivý čas trhání kruhové trhliny je nejkratší v přímce, v níž leží normálový vektor trhliny (ε = 0°, ε = 180°), a nejdelší v rovině zlomu (ε = 90°). Viz obraz 12.

Dosazením do vzorce (462) zjistíme, že rozsah hodnot zdánlivého času trhání kruhového modelu je obecně roven:

$$\begin{aligned} \tau(\varepsilon = 90°) - \tau(\varepsilon = 0°) = & \frac{R}{v_r} + \frac{R}{c} - \frac{R}{v_r} \\ = & \frac{R}{c} \end{aligned} \tag{13}$$

Z právě uvedených vzorců (11), (12), (13) plyne, že unilaterální trhlina o délce L má čtyřikrát větší rozsah hodnot τ než bilaterální trhlina o celkové délce L nebo kruhová trhlina o průměru $2R = L$.

2.6.2 Dva různé směry a rozdíl jim příslušných zdánlivých časů trhání

Dosazením úhlů α_1, α_2 (unilaterální a bilaterální model), či ε_1, ε_2 (kruhový model) do vzorců pro výpočet zdánlivého času trhání (vzorce (5), (6), (7) publikované v Chung a Kanamori 1980) jsem odvodil vzorce vyjadřující rozdíl zdánlivých časů trhání dvou různých směrů:

lineární unilaterální model

$$\begin{aligned}\tau(\alpha_1) - \tau(\alpha_2) &= \frac{L}{v} - \frac{L\ \cos\alpha_1}{c} - \frac{L}{v} + \frac{L\ \cos\alpha_2}{c} \\ &= -\frac{L\ \cos\alpha_1}{c} + \frac{L\ \cos\alpha_2}{c} \\ &= \frac{L}{c}(\cos\alpha_2\ - \cos\alpha_1)\end{aligned} \tag{14}$$

lineární bilaterální středově souměrný model

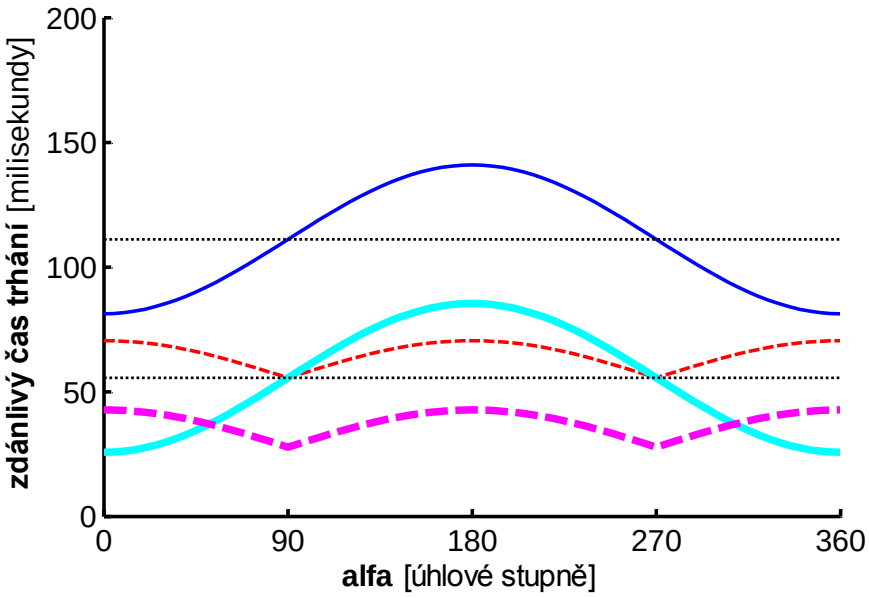
$$\begin{aligned}\tau(\alpha_1) - \tau(\alpha_2) &= \frac{L}{2\ v} + \frac{L\ |\cos\alpha_1|}{2\ c} - \frac{L}{2\ v} - \frac{L\ |\cos\alpha_2|}{2\ c} \\ &= \frac{L\ |\cos\alpha_1|}{2\ c} - \frac{L\ |\cos\alpha_2|}{2\ c} \\ &= \frac{L}{2\ c}(|\cos\alpha_1|\ - |\cos\alpha_2|)\end{aligned} \tag{15}$$

kruhový model

$$\begin{aligned}\tau(\varepsilon_1)\ - \tau(\varepsilon_2) &= \frac{R}{v} + \frac{R\ |\sin\varepsilon_1|}{c} - \frac{R}{v} - \frac{R\ |\sin\varepsilon_2|}{c} \\ &= \frac{R\ |\sin\varepsilon_1|}{c} - \frac{R\ |\sin\varepsilon_2|}{c} \\ &= \frac{R}{c}(|\sin\varepsilon_1|\ - |\sin\varepsilon_2|)\end{aligned} \tag{16}$$

2.6.3 Závislost průběhu funkcí $\tau(\alpha)$, $\tau(\varepsilon)$ na rychlosti trhání v

S rostoucí rychlostí trhání v se křivky $\tau(\alpha)$, $\tau(\varepsilon)$ definované vzorci (5), (6), (7) (Chung a Kanamori 1980) posunují grafem dolů do nižších hodnot τ, jejich tvar se však nemění. Rozdíly $\tau(\alpha_1) - \tau(\alpha_2)$, $\tau(\varepsilon_1) - \tau(\varepsilon_2)$ tak zůstávají zachovány. **Hodnotový rozsah křivek** $\tau(\alpha)$, $\tau(\varepsilon)$ $\tau_{\max} - \tau_{\min}$ **proto nezávisí na rychlosti trhání.** Právě vyslovená zákonitost je daná nepřítomností rychlosti trhání v ve vzorcích (14), (15), (16) či (11), (12), (13). Viz obraz 17.



L … délka unilaterální trhliny nebo celková délka bilaterální trhliny, R … poloměr kruhové trhliny, v … rychlost trhání, c … rychlost šíření sledovaného typu seismických vln v blízkém okolí trhliny, význam úhlu α je vyložen v kapitolách 2.3.5 a 2.5.

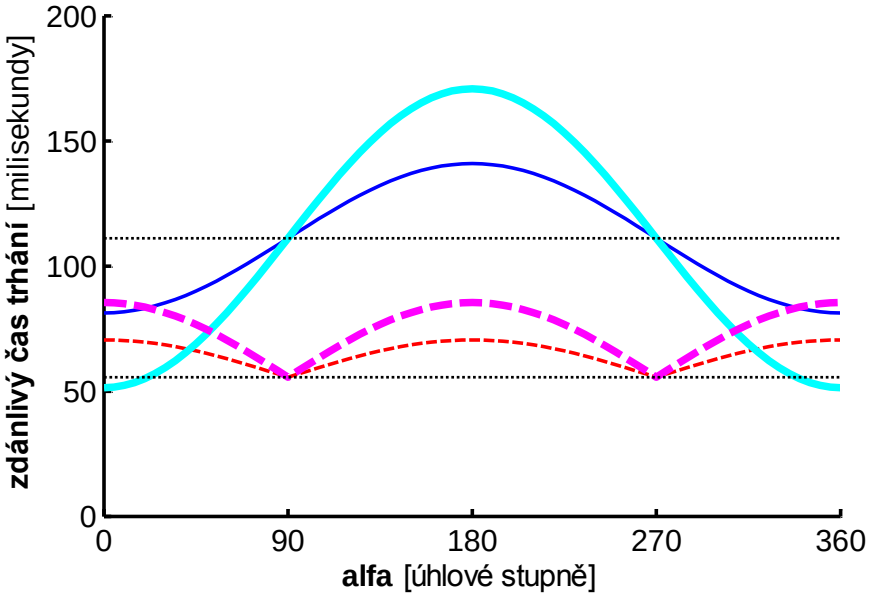
Obraz 17: Závislost zdánlivého času trhání na úhlu alfa a rychlosti trhání.

———	unilaterální model:	L = 200 m, $\boldsymbol{v}$ **= 1 800 m/s**, c = 6 700 m/s,
———	unilaterální model:	L = 200 m, $\boldsymbol{v}$ **= 3 600 m/s**, c = 6 700 m/s,
- - - - -	kruhový či bilaterální model:	L či $2R$ = 200 m, $\boldsymbol{v}$ **= 1 800 m/s**, c = 6 700 m/s
- - - - -	kruhový či bilaterální model:	L či $2R$ = 200 m, $\boldsymbol{v}$ **= 3 600 m/s**, c = 6 700 m/s

2.6.4 Závislost průběhu funkcí $\tau(\alpha)$, $\tau(\varepsilon)$ na rychlosti šíření seismických vln c v blízkém okolí zdroje

Z vzorců (5), (6), (7) (Chung a Kanamori 1980) plynoucí vliv rychlosti šíření sledovaného typu seismických vln c je zřejmý z obrazu 18. Změníme-li hodnotu c, dojde tím ke změně τ pro všechny úhly kromě α = 90° a 270° (ε = 0° a ε = 180° pro kruhový model). Tyto body [α = 90°; $\tau(\alpha$ = 90°)], [α = 270°; $\tau(\alpha$ = 270°)] se díky tomu jeví jako uzlové body křivek na obrazu 18.

Zvýšíme-li modelově rychlost c n-krát, pak n-krát klesnou rozdíly $\tau(\alpha_1) - \tau(\alpha_2)$, $\tau(\varepsilon_1) - \tau(\varepsilon_2)$, a tedy n-krát **klesne** i $\tau_{\max} - \tau_{\min}$, to jest **rozsah hodnot každé z křivek $\boldsymbol{\tau(\alpha)}$, $\boldsymbol{\tau(\varepsilon)}$**. Každá křivka se tak přiblíží k přímce, kterou lze proložit jejími uzlovými body. Vyslovená zákonitost plyne z vzorců (14), (15), (16) či (11), (12), (13).



L … délka unilaterální trhliny nebo celková délka bilaterální trhliny, R … poloměr kruhové trhliny, v … rychlost trhání, c … rychlost šíření sledovaného typu seismických vln v blízkém okolí trhliny, význam úhlu α je vyložen v kapitolách 2.3.5 a 2.5.

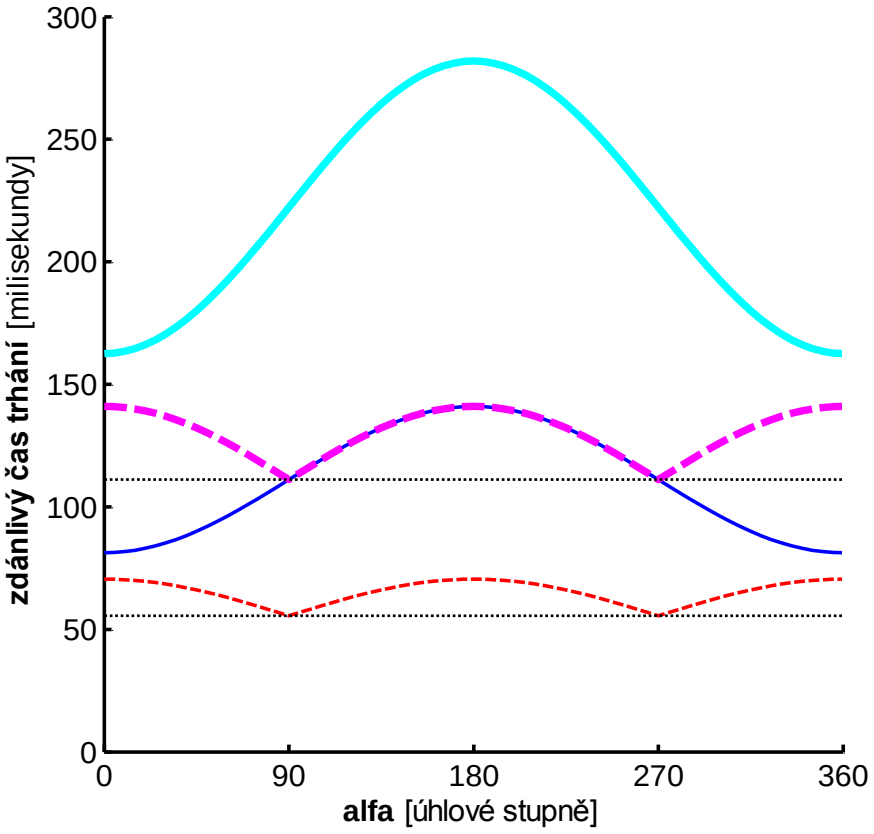
Obraz 18: Závislost zdánlivého času trhání na úhlu alfa a rychlosti šíření seismických vln v blízkém okolí zdroje.

unilaterální model:	L = 200 m, v = 1 800 m/s, $\boldsymbol{c}$ **= 3 350 m/s**,
unilaterální model:	L = 200 m, v = 1 800 m/s, $\boldsymbol{c}$ **= 6 700 m/s**
kruhový či bilaterální model:	L či $2R$ = 200 m, v = 1 800 m/s, $\boldsymbol{c}$ **= 3 350 m/s**
kruhový či bilaterální model:	L či $2R$ = 200 m, v = 1 800 m/s, $\boldsymbol{c}$ **= 6 700 m/s**

2.6.5 Závislost průběhu funkcí $\tau(\alpha)$, $\tau(\varepsilon)$ na velikosti zdroje

Modelovým zvýšením rozměru zemětřesného zdroje n-krát se zdánlivý čas trhání τ ve vzorcích (5), (6), (7) (Chung a Kanamori 1980) zvětší n-krát pro každý úhel α, ε. Poměry $\frac{\tau(\alpha_1)}{\tau(\alpha_2)}, \frac{\tau(\varepsilon_1)}{\tau(\varepsilon_2)}$ se tím nezmění. Tato vlastnost plyne z možnosti vytknout velikost zdroje ze vzorců.

Zvýšením rozměru zdroje n-krát vzrostou n-krát rozdíly $\tau(\alpha_1) - \tau(\alpha_2)$, $\tau(\varepsilon_1) - \tau(\varepsilon_2)$. **Modelovým zvětšením zdroje n-krát se tedy n-krát zvětší $\tau_{\max} - \tau_{\min}$**, to jest **hodnotový rozsah každé z křivek $\tau(\alpha)$, $\tau(\varepsilon)$.** Tyto zákonitosti plynou z vzorců (14), (15), (16) či (11), (12), (13). Viz obraz 19.



L … délka unilaterální trhliny nebo celková délka bilaterální trhliny, R … poloměr kruhové trhliny, v … rychlost trhání, c … rychlost šíření sledovaného typu seismických vln v blízkém okolí trhliny, význam úhlu α je vyložen v kapitolách 2.3.5 a 2.5.

Obraz 19: Závislost zdánlivého času trhání na úhlu alfa a velikosti zdroje.

———	unilaterální model:	L **= 200 m**, v = 1 800 m/s, c = 6 700 m/s,
———	unilaterální model:	L **= 400 m**, v = 1 800 m/s, c = 6 700 m/s,
- - - - -	kruhový či bilaterální model:	L **či** $2R$ **= 200 m**, v = 1 800 m/s, c = 6 700 m/s
— — —	kruhový či bilaterální model:	L **či** $2R$ **= 400 m**, v = 1 800 m/s, c = 6 700 m/s

3 Teoretická rozložení hodnoty zdánlivého času trhání na ohniskové sféře (numerické modelování)

3.1 Rozložení zdánlivého času trhání na ohniskové sféře

Napsal jsem skripty, jejichž spuštěním v programu Matlab dojde k vykreslení rozložení hodnoty zdánlivého času trhání po ohniskové sféře.

Vstupními údaji skriptů jsou: **model růstu zemětřesné trhliny, orientace modelu, rozměry modelového zemětřesného zdroje, rychlost trhání a rychlost šíření sledovaného typu seismických vln v blízkém okolí zdroje**.

Používané souřadné soustavy:

- kartézská soustava souřadnic, taková že souřadnicová rovina xy je horizontální, osa x směřuje k severu, osa y směřuje k východu a osa z směřuje dolů.
- sférická soustava souřadnic r; ϑ; φ, kde r je vzdálenost od počátku souřadné soustavy, úhel φ je azimut a úhel ϑ je odchylka od dolů mířící svislice.

Při vykonávání skriptu je vytvořena soustava, nepřesným pojmenováním síť, bodů pokrývající celou ohniskovou sféru se středem v počátku souřadné soustavy a jednotkovým poloměrem. Následně je každému z bodů sítě přiřazen úhel α (odchylka jeho průvodiče od směru trhání – pro unilaterální či bilaterální model), nebo úhel ε (odchylka jeho průvodiče od normálového vektoru trhliny – pro kruhový model. Výpočet těchto úhlů je založen na vztahu pro skalární součin dvou vektorů (Polák 2000)

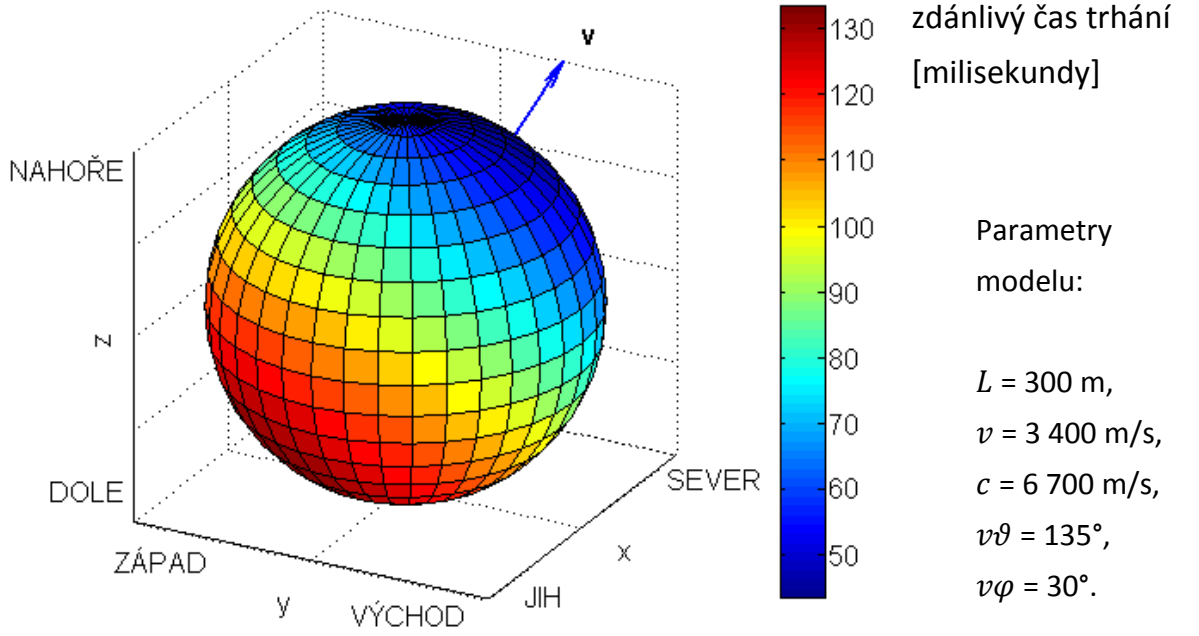
$$\vec{u}.\vec{v} = |\vec{u}|.|\vec{v}|\ \cos\theta \tag{17}$$

v němž $\vec{u}, \vec{v}$ jsou vektory v kartézské soustavě souřadné, $|\vec{u}|, |\vec{v}|$ jsou velikosti těchto vektorů a θ je úhel svíraný těmito vektory. Pro každý z bodů pokrývajících ohniskovou sféru je následně příslušným vzorcem z vzorců (5), (6) a (7) vypočten zdánlivý čas trhání τ.

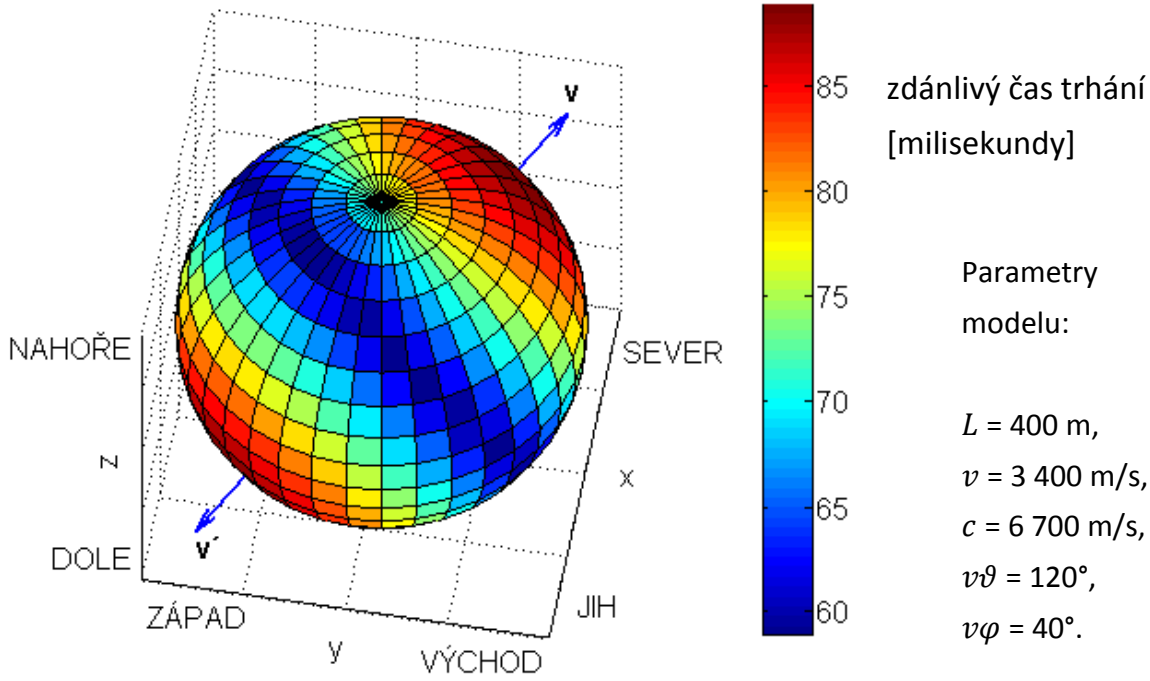
Ohnisková sféra je pak vykreslena jako prostorový graf s vyznačenou hodnotou zdánlivého času trhání.

Dalším výpočtem je každému bodu ohniskové sféry přiřazen jeho obraz v azimutální rovnoploché projekci do spodní hemisféry (Aki a Richards 2002). Rozložení zdánlivého času trhání na ohniskové sféře je následně vykresleno do její azimutální rovnoploché projekce.

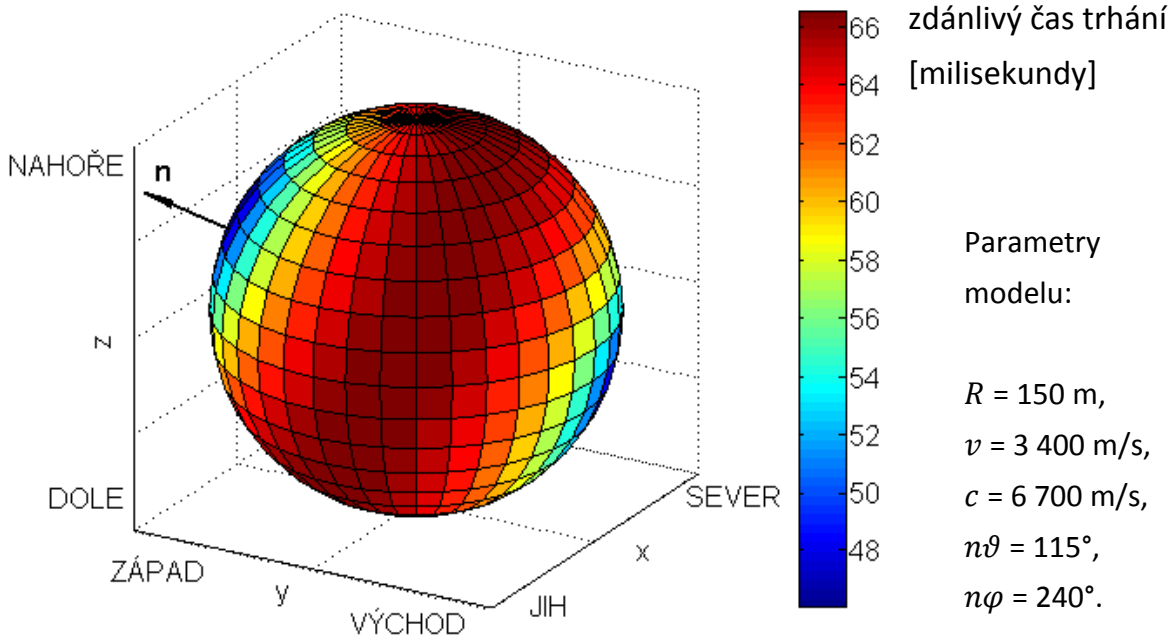
Prostorové grafy rozložení zdánlivého času trhání na ohniskové sféře jsou velmi názorné a dávají úplnou prostorovou představu. V diplomové práci jsou tři tyto prostorové grafy (obrazy 20, 21, 22), pro každý z uvažovaných modelů zemětřesného zdroje jeden. Je používáno značení: L … délka unilaterální nebo celková délka bilaterální trhliny, R … poloměr kruhové trhliny, v … rychlost trhání, c … rychlost šíření seismických vln, $[v\vartheta; v\varphi]$ … směr trhání vyjádřený ve sférické soustavě souřadné, $[n\vartheta; n\varphi]$ … normála trhliny vyjádřená ve sférické soustavě souřadné. Zvolil jsem takové parametry modelů, které by mohly zhruba odpovídat významným zemětřesením v západních Čechách (Fischer 2005). Rychlost šíření seismických vln jsem nastavil na hodnotu 6 700 m/s, což je domnělá rychlost šíření podélných seismických vln v oblasti novokostelské ohniskové zóny v hloubce 9,7 km (Málek, Janský, Horálek 2000). Viz obraz 27, sloupec hloubka v tabulce II a obraz 39.



Obraz 20: Vypočtené rozložení zdánlivého času trhání τ na ohniskové sféře pro unilaterální model. Barva vyjadřuje hodnotu zdánlivého času trhání. Směr trhání je vyznačen modrou šipkou. Nejkratší pulsy seismických vln jsou vyzařovány ve směru vektoru trhání, v opačném směru jsou pulsy nejdelší.



Obraz 21: Vypočtené rozložení zdánlivého času trhání τ na ohniskové sféře pro souměrný bilaterální model. Barva vyjadřuje hodnotu zdánlivého času trhání. Směry šíření trhliny jsou vyznačeny modrými šipkami. Na ohniskové sféře jsou dvě rozsáhlá oddělená maxima naproti sobě. Nejkratší pulsy seismických vln jsou v úzkém pásu obepínajícím celou ohniskovou sféru.



Obraz 22: Vypočtené rozložení zdánlivého času trhání τ na ohniskové sféře pro kruhový model. Barva vyjadřuje hodnotu zdánlivého času trhání. Černou šipkou je vyznačen normálový vektor trhliny. Paprskovitě rostoucí kruhová trhlina vyzařuje seismické pulsy nejkratšího trvání do/ze dvou protilehlých míst ohniskové sféry, nejdelší pulsy jsou v širokém pásu obepínajícím celou ohniskovou sféru.

3.2 Možná rozložení zdánlivého času trhání na ohniskové sféře pro konkrétní zemětřesný jev

Uvažujme lokální seismickou síť takovou, že paprsky seismických vln vycházejí ze zdroje do horní ohniskové hemisféry i pro stanice s největší epicentrální vzdáleností. Pak postačuje zobrazovat jen horní ohniskovou hemisféru.

Uvažujme, že máme interpretovat zjištěné rozložení trvání pulsu objemové seismické vlny na horní ohniskové hemisféře pro zemětřesný jev, jehož zlomovou plochu máme bezpečně určenou. Při vizuální interpretaci pak stačí vybírat jen z těch orientací modelů, které splňují podmínky dané známou orientací zlomu: Orientace kruhového modelu je jednoznačně dána již samotnou orientací zlomu, směr trhání unilaterálního a bilaterálního modelu vždy leží v rovině zlomu.

Na základě těchto úvah jsem pro účel budoucí interpretace zjištěného rozložení trvání pulsu vytvořil skripty programu Matlab, které dovolují vykreslit teoretická rozložení zdánlivého času trhání výhradně pro modely, jejichž orientace vyhovuje orientaci známé zlomové plochy.

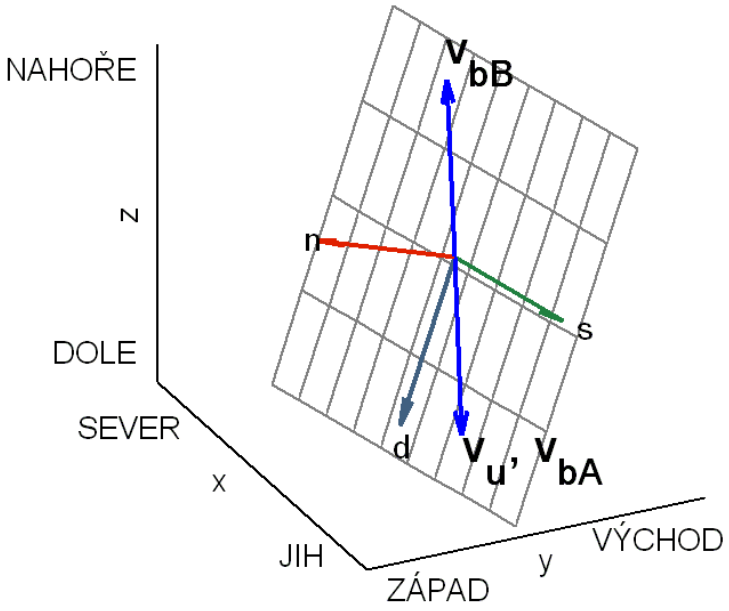
Vstupními údaji těchto skriptů jsou: **model růstu zemětřesné trhliny, orientace zlomu: směr zlomové plochy (strike), sklon zlomové plochy (dip), směr skluzu (rake), rozměry modelového zemětřesného zdroje, rychlost trhání a rychlost šíření sledovaného typu seismických vln v blízkém okolí zdroje**. Pro unilaterální a bilaterální model je vstupním údajem navíc **úhel, který směr trhání svírá s horizontální polopřímkou, jejíž azimut je roven směru (strike) zlomové plochy**.

Při vykonávání skriptů jsou nejdříve vypočteny: (a) pro unilaterální a bilaterální model sférické souřadnice směru trhání nebo (b) pro kruhový model sférické souřadnice normálového vektoru trhliny.

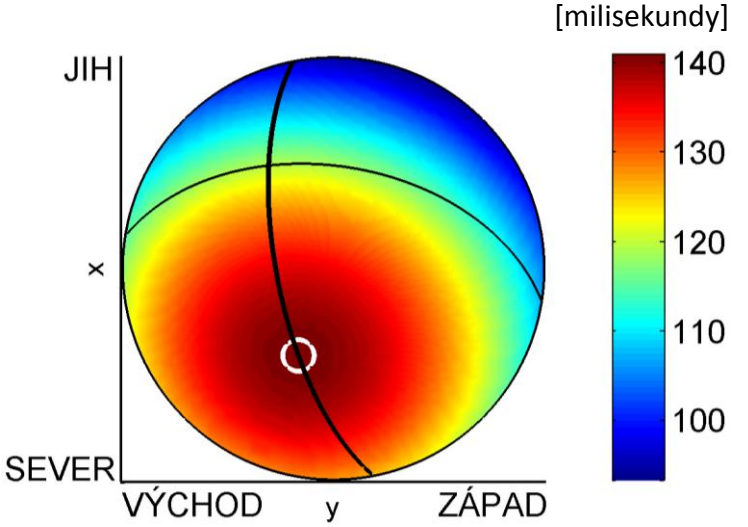
Díky těmto výpočtům známe všechny vstupní parametry skriptů, jimiž jsem počítal rozložení zdánlivého času trhání na ohniskové sféře obecně (kapitola 3.1). Postup výpočtu rozložení zdánlivého času trhání na ohniskové sféře v těchto skriptech (kapitola 3.2) je proto totožný s tím, který jsem použil ve skriptech vykreslujících rozložení zdánlivého času trhání obecně (kapitola 3.1).

Skripty obstarávají také vykreslení nodálních čar do zobrazení horní ohniskové hemisféry v rovnoploché projekci. Přítomnost nodálních čar v zobrazeném rozložení zdánlivého času trhání usnadňuje pochopení vztahu mezi ohniskovým mechanismem orientací modelu. Autorem algoritmu, který jsem použil k vykreslení nodálních čar do projekčního grafu, je vedoucí diplomového projektu RNDr. Václav Vavryčuk, DrSc.

V diplomové práci jsou na ukázku tři projekční grafy rozložení zdánlivého času trhání na horní ohniskové hemisféře (obrazy 24, 25, 26), pro každý model jeden. V jejich popiscích je použito značení: S … sever, J … jih, Z … západ, V … východ, ϕ … směr zlomové plochy (strike), δ … sklon zlomové plochy (dip), λ … směr skluzu (rake), L … délka zlomu pro unilaterální model nebo celková délka zlomu pro bilaterální model, R … poloměr kruhové trhliny, v … rychlost trhání, c … rychlost šíření sledovaného typu seismických vln, ξ … úhlová odchylka směru trhání od horizontální polopřímky, jejíž azimut je roven směru zlomové plochy ϕ (je-li $\xi \in (0°; 180°)$ pak se trhlina šířila do horní ohniskové hemisféry, je-li $\xi \in (-180°; 0°)$ pak se trhlina šířila do dolní ohniskové hemisféry).



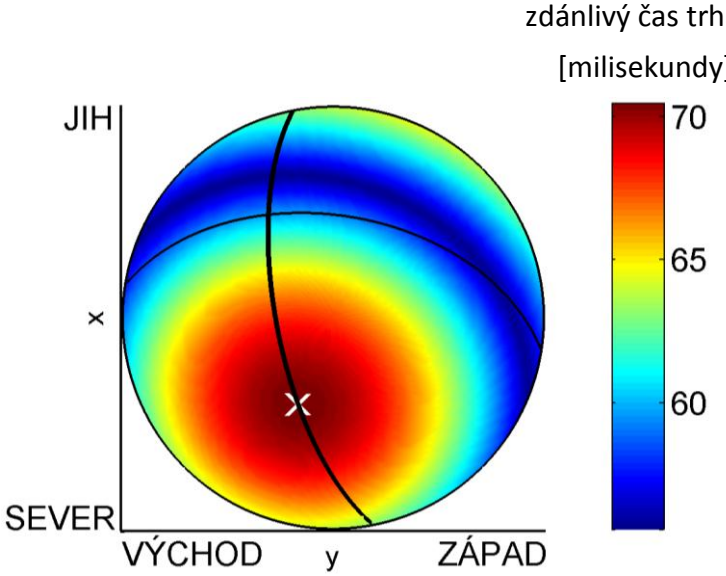
Obraz 23: Zlomová plocha s vyznačenými směry trhání. Orientace zlomové plochy je dána jejím směrem $\phi = 169°$ (vektor ***s*** na obrazu), sklonem $\delta = 68°$ (vektor ***d*** na obrazu) a navíc ještě normálovým vektorem zlomové plochy ***n***. Směry šíření front trhání $\xi = -60°$ (šikmo dolů k JJZ) a $\xi = 120°$ (šikmo vzhůru k SSV) jsou vyznačeny vektory $\mathbf{v}_u$, $\mathbf{v}_{bA}$ a $\mathbf{v}_{bB}$.



Ohniskový mechanismus:
$\phi = 169°, \delta = 68°, \lambda = -44°.$

Unilaterální model
$L = 200$ m,
$v = 1800\ \mathrm{m.s^{-1}}$,
$c = 6700\ \mathrm{m.s^{-1}}$,
$\xi = -60°$ (fronta trhání se šířila šikmo dolů k JJZ, viz vektor $\mathbf{v}_u$ na obrazu 23).

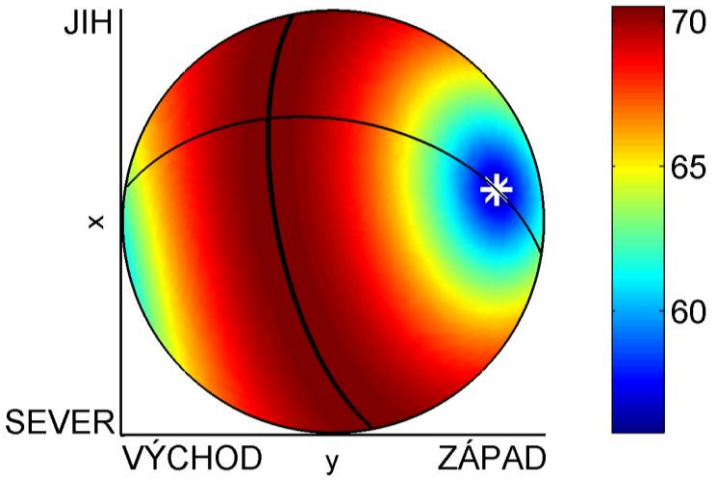
Obraz 24: Vypočtené rozložení hodnot zdánlivého času trhání na horní ohniskové hemisféře pro unilaterální model. Azimutální rovnoplochá projekce do spodní hemisféry. Širší z nodálních čar představuje zlomovou plochu. Směr trhání je vyznačen plnou bílou značkou, šířila-li se trhlina do horní hemisféry, nebo dutou bílou značkou, šířila-li se trhlina do spodní hemisféry.



Ohniskový mechanismus:
$\phi = 169°, \delta = 68°, \lambda = -44°.$

Bilaterální model
$L = 200$ m,
$v = 1800\ \mathrm{m.s^{-1}}$,
$c = 6700\ \mathrm{m.s^{-1}}$,
$\xi = -60°$ a $+120°$ (jedna z front trhání se šířila šikmo dolů k JJZ, druhá šikmo vzhůru k SSV, viz vektory $\boldsymbol{v}_{bA}$ a $\boldsymbol{v}_{bB}$ na obrazu 23).

Obraz 25: Vypočtené rozložení hodnot zdánlivého času trhání na horní ohniskové hemisféře pro bilaterální model. Azimutální rovnoplochá projekce do spodní hemisféry. Širší z nodálních čar představuje zlomovou plochu. Směr té fronty trhání, která postupovala do horní ohniskové hemisféry, je vyznačen bílým ×.



Ohniskový mechanismus:
$\phi = 169°, \delta = 68°, \lambda = -44°.$

Kruhový model
$R = 100$ m,
$v = 1800\ \mathrm{m.s^{-1}}$,
$c = 6700\ \mathrm{m.s^{-1}}$.

Obraz 26: Vypočtené rozložení hodnot zdánlivého času trhání na horní ohniskové hemisféře pro kruhový model. Azimutální rovnoplochá projekce do spodní hemisféry. Zlomovou plochu představuje ta širší z nodálních čar. Pól zlomové plochy je vyznačen bílou hvězdicí.

4 Seismicita západních Čech

Území západních Čech a německého zemského okresu Vogtland (je součástí spolkové země Sasko) je známé opakovaným výskytem vnitrodeskových zemětřesných rojů a svou geodynamickou aktivitou (Fischer *et al.* 2010). Vyskytují se zde studené plynné exhalace oxidu uhličitého nazývané mofety (Fischer a Horálek 2003). Podzemní vody v oblasti se vyznačují anomálně vysokým obsahem ^{3}He plášťového původu (Fischer a Horálek 2003). Proslulé jsou zdejší prameny minerálních vod. Mnohé z nich jsou horké a bohaté oxidem uhličitým. Ještě v kvartéru v západních Čechách doznívala sopečná činnost. Její poslední projevy se uskutečnily před 0,5–0,3 miliony lety. Od té doby je oblast vulkanicky neaktivní (Fischer et al. 2010).

Zhruba 90 % seismické energie z celé oblasti západních Čech a Vogtlandu je uvolňováno v novokostelské ohniskové zóně (Fischer a Horálek 2003). Právě v novokostelské ohniskové zóně vznikají zemětřesné roje, pro něž je známo celé širší území. Jde o rozsáhlé sledy mnoha tisíc zemětřesných jevů. Nejsilnější z nich mají lokální magnitudo M_L okolo 4 a jsou makroseismicky pozorovatelné. Kumulativní seismický moment nejsilnějších rojů převyšuje 4.10^{16} Nm (Fischer *et al.* 2010).

Nejvýznamnější zemětřesné roje probíhaly v obdobích (Fischer a Horálek 2003, Fischer *et al.* 2010):

- prosinec 1985 — únor 1986
- druhá polovina ledna 1997
- srpen—prosinec 2000
- říjen— prosinec 2008

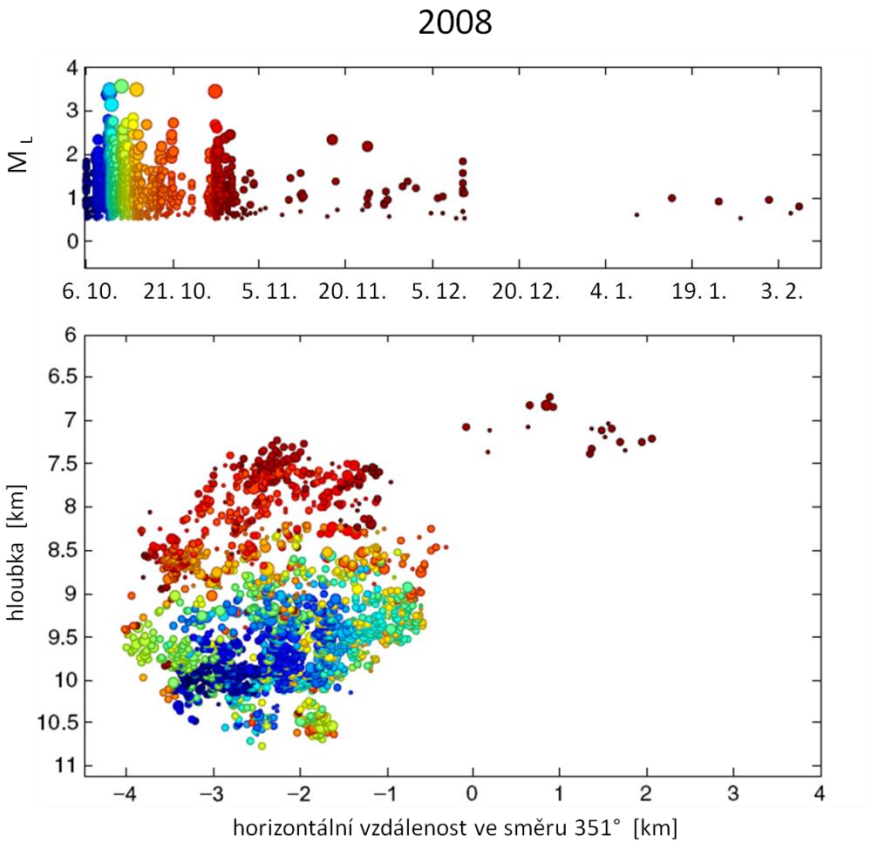
Hypocentra zemětřesení v novokostelské ohniskové zóně jsou lokována v hloubkovém intervalu 6–11 km, kde tvoří shluk planárního charakteru. Plocha proložená shlukem hypocenter novokostelské ohniskové zóny má směr 169° a sklon 80°. Tradičně bývá nazývána hlavní zlomovou plochou (Fischer *et al.* 2010).

4.1 Zemětřesný roj z roku 2008

Zemětřesný roj, který probíhal v období říjen až prosinec 2008, rozdělujeme do 9 rojových fází, označovaných symboly P1 až P9. Během pěti z celkových devíti fází byla překročena hranice M_L 2,5. Nejsilnější jev měl M_L 3,8. Roj byl výjimečný především velmi rychlým nástupem a krátkým trváním své hlavní fáze (Fischer *et al.* 2010).

Během trvání roje bylo seismometry rozlišeno až 25 000 zemětřesných jevů z intervalu $M_L \in \langle -0{,}5;\ 3{,}8 \rangle$. Roj se vyznačoval relativním nedostatkem (3 jevy) jevů s $M_L \in \langle 3;\ 3{,}5 \rangle$ oproti jevům (6 jevů) s $M_L > 3{,}5$. Tím se podobá zemětřesením typu hlavní otřes plus dotřesy. Proto bývá někdy tento roj dokonce chápán jako sled překrývajících se etap typu hlavní otřes plus dotřesy (Fischer *et al.* 2010).

Zemětřesný roj začal v noci z 5. na 6. října 2008. Hlavní aktivita, zahrnující fáze P1 až P8, trvala 4 týdny. Poslední fáze P9 trvala zhruba do konce roku 2008 (Fischer *et al.* 2010).



Obraz 27: Migrace ohnisek zemětřesného roje 2008. Časové schéma zemětřesného roje a kolmý průmět na svislou rovinu o azimutu 171°. Čas vzniku zemětřesení je vyznačen barvou. Nejaktivnější oblast se posouvala jednoduše odspoda nahoru (upraveno z Fischer *et al.* 2010).

Ohniska roje byla soustředěna v novokostelské ohniskové zóně. Dohromady tvořila plochý shluk, můžeme říci disk, ležící v ploše o orientaci (směr/sklon) 170°/80°. Tato rovina

zřejmě představuje zlomovou zónu. Hypocentra na ní pokrývají kruh o průměru 3,5 km, situovaný v hloubce 7,2 až 10,8 km. Roj 2008 se vyznačoval migrací hypocenter směrem vzhůru. Viz obraz 27 (Fischer *et al.* 2010).

4.2 Seismická síť WEBNET v roce 2008

Zemětřesná aktivita v západočesko-vogtlandské seismicky aktivní oblasti je na území České republiky monitorována lokální seismickou sítí WEBNET (zkratka z West Bohemia seismic network) (Fischer *et al.* 2010). Tato seismická síť funguje od roku 1994 (Fischer a Horálek 2003). Od té doby je průběžně modernizována a rozšiřována. Popis seismické sítě WEBNET, který bude následovat, je platný pro období aktivity zemětřesného roje 2008.

Seismickou síť WEBNET tvoří 13 stálých a 9 přechodných seismických stanic. Jsou rozmístěny na území o rozloze přibližně 900 km^2. Stanice jsou rozloženy tak, že je možno výborně sledovat zemětřesnou aktivitu novokostelského ohniskového centra. Všechny seismické stanice produkují třísložkové záznamy rychlosti pohybu /velocigramy/ o vzorkovací frekvenci 250 Hz. Na stanicích seismické sítě WEBNET působí 3 druhy seismometrů: SM-3, Güralp 40-T a LE-3D. Viz tabulka I (Fischer *et al.* 2010).

Centrální stanicí seismické sítě WEBNET je stanice Nový Kostel. Ta je jako jediná vybavena dvěma seismometrickými systémy: jako NKC je označována trojice jednosložkových krátkoperiodických seismometrů SM-3 a jako NKCN jeden třísložkový širokopásmový seismometr Güralp 40-T (informace od vedoucího diplomového projektu RNDr. Václava Vavryčuka, DrSc.). Všechny ostatní stanice jsou vybaveny právě jedním seismometrickým systémem, a proto jméno stanice je pro ně i jménem seismometrického systému (Fischer *et al.* 2010).

Umístění stanic a parametry seismometrů zaručují produkci velmi kvalitních seismických záznamů. Seismometry jsou nastaveny tak, že při svém dynamickém rozsahu 120 dB umožňují zaznamenávání zemětřesných jevů o M_L v rozsahu -0,5 až 5, přičemž nejslabší z těchto jevů jsou samozřejmě registrované jen několika nejbližšími stanicemi (Fischer *et al.* 2010).

Seismometr/záznamová soustava	Zkratka názvu seismické stanice	Název seismické stanice	Frekvenční pásmo, v němž je zaznamenaná výchylka přímo úměrná rychlosti pohybu	Severní zeměpisná šířka [°]	Východní zeměpisná délka [°]	Nadmořská výška [m]
SM-3 / 5 800 PCM	NKC	Nový Kostel	0,5—60 Hz	50,2331	12,4479	564
	KOC	Kopaniny		50,2652	12,2336	575
	KVC	Květná		50,2049	12,5113	621
	LAC	Lazy		50,0508	12,6250	838
SM-3 / Janus-Trident	KRC	Kraslice	0,5—80 Hz	50,3316	12,5304	760
	SKC	Skalná		50,1698	12,3611	455
	STC	Studenec		50,2591	12,5197	666
	LBC	Luby		50,2655	12,4123	638
	VAC	Vackov		50,2354	12,3772	530
	KAC	Kaceřov		50,1440	12,5180	502
	POC	Počátky		50,3220	12,4270	795
Güralp 40-T / Janus-Trident	NKCN	Nový Kostel	0,033—80 Hz	50,2331	12,4479	564
	ZHC	Zelená Hora		50,0706	12,3088	631
LE-3D / Gaia	TRC	Trojmezí	1—80 Hz	50,3032	12,1448	566
	BUBD	Bublava		50,383	12,514	700
	HOPD	Horní Paseky		50,225	12,266	685
	HRAD	Hrádek		50,194	12,537	530
	HRED	Hřebeny		50,215	12,566	543
	KOPD	Kopanina		50,204	12,475	490
	LOUD	Loučná		50,278	12,575	646
	PLED	Plesná		50,208	12,338	575
	POLD	Polná		50,156	12,236	510
	SNED	Sněžná		50,311	12,501	713

Tabulka I: Seismická síť WEBNET v roce 2008 (Fischer *et al.* 2010).

5 Data a jejich zpracování

Záměrem diplomového projektu bylo změřit trvání pulsů přímých P vln ze záznamů stanic seismické sítě WEBNET (kapitola 4.2) pro množinu zemětřesných jevů (tabulka III). Získaná data měla být převedena na ohniskovou sféru a interpretována – k naměřeným trváním pulsů měl být nalezen vyhovující model zemětřesného zdroje.

5.1 Vybrané zemětřesné jevy

Použil jsem 12 zemětřesných jevů ze západočeského zemětřesného roje z roku 2008. Jsou to jevy, které byly analyzovány v práci Vavryčuk (2011a). Jejich seznam je v tabulce II. Na obrazu 28 je jejich pozice v časovém schématu západočeského zemětřesného roje z roku 2008.

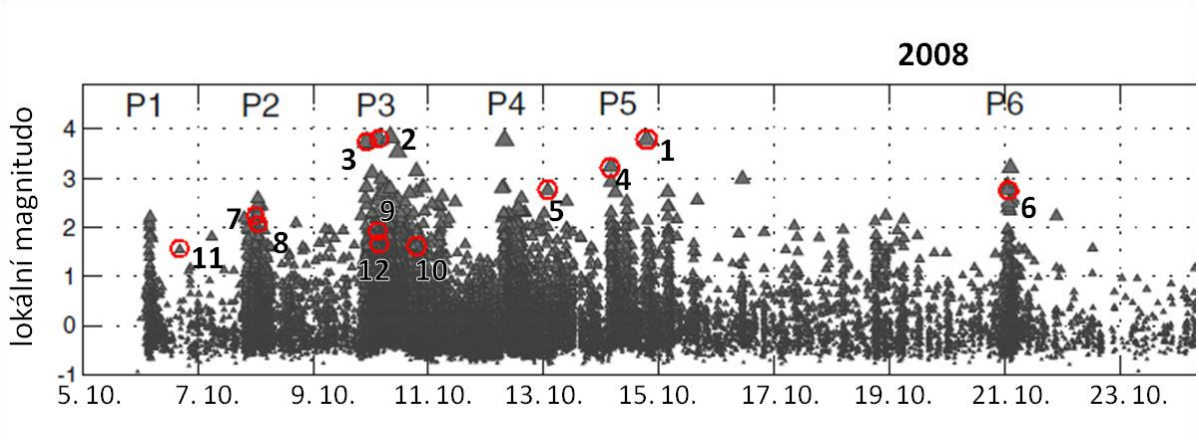
Z praktických důvodů jsem jevy nazýval pracovními čísly od 1 do 12. Oficiální označení zemětřesných jevů z roku 2008 začínají písmenem X (informace od vedoucího diplomového projektu RNDr. Václava Vavryčuka, DrSc.). Dále budou zemětřesné jevy označovány kódem typu: pracovní číslo_oficiální označení zemětřesného jevu. Ku příkladu jev X5488A, který má pracovní číslo 1, tímto způsobem nazývám výrazem 1_X5488A.

Prvá tři zemětřesení 1_X5488A, 2_X1466A, 3_X1590D patří mezi ty nejsilnější z celého zemětřesného roje, která bývají někdy srovnávána s hlavními otřesy (mainshocks) (Fischer *et al.* 2010). Další tři zemětřesení 4_X5101A, 5_X4619A a 6_X6683A jsou jen o málo slabší. Zbylých šest zemětřesení patří mezi středně silná.

Deset z dvanácti studovaných zemětřesných jevů mělo orientaci zlomové plochy blízkou orientaci hlavní zlomové zóny v novokostelském ohniskovém centru (ϕ = 170°, δ = 80°) (Fischer *at al.* 2010). Jejich ohniskový mechanismus byl blízký jednomu z dvou hlavních ohniskových mechanismů dané oblasti (ϕ = 169°, δ = 68°, λ = –44°) (Vavryčuk 2011b). Ohniskové mechanismy zbylých dvou zemětřesení 9_X1709A a 10_X2923A jsou odlišné, avšak sobě velmi blízké.

Nejhlouběji vzniklo zemětřesení 5_X4619A. Stalo se to v hloubce 10,8 km (Vavryčuk 2011a). Naopak v nejmenší hloubce vzniklo zemětřesení 1_X5488A. Hloubka jeho vzniku

činí 8,9 km (Vavryčuk 2011a). Porovnáním těchto údajů s řezem na obrazu 27 zjistíme, že všechna studovaná zemětřesení mají svá hypocentra ve spodní polovině shluku, v němž je prostorově nakupena naprostá většina hypocenter ze zemětřesného roje z roku 2008. Viz obraz 27.



Obraz 28: Výsek z časového schématu západočeského zemětřesného roje z roku 2008. Značky studovaných zemětřesných jevů jsou zakroužkované a popsané pracovními čísly (upraveno z Fischer *et al.* 2010).

Pracovní číslo	Oficiální označení	Datum	Čas vzniku UTC	Zeměpisná šířka [°]	Zeměpisná délka [°]	Hloubka [km]	M_L	M_0 [Nm]	Strike [°]	Dip [°]	Rake [°]
1	X5488A	14. 10. 2008	19:00:33,10	50,213	12,448	8,9	3,7	$2{,}85.\ 10^{14}$	161	61	-32
2	X1466A	10. 10. 2008	03:22:05,26	50,213	12,446	9,4	3,6	$1{,}67.\ 10^{14}$	167	70	-27
3	X1590D	9. 10. 2008	22:20:37,91	50,215	12,445	9,6	3,5	$1{,}14.\ 10^{14}$	165	73	-34
4	X5101A	14. 10. 2008	04:01:36,31	50,217	12,444	9,7	3,0	$4{,}09.\ 10^{13}$	167	72	-36
5	X4619A	13. 10. 2008	01:42:47,36	50,210	12,451	10,8	2,7	$1{,}64.\ 10^{13}$	189	59	-39
6	X6683A	21. 10. 2008	02:14:02,54	50,221	12,442	9,5	2,7	$5{,}50.\ 10^{13}$	158	63	-36
7	X874A	8. 10. 2008	00:14:40,94	50,209	12,446	10,2	2,2	$3{,}61.\ 10^{12}$	160	78	-39
8	X957A	8. 10. 2008	01:27:13,07	50,204	12,449	10,2	2,0	$6{,}25.\ 10^{12}$	157	63	-31
9	X1709A	10. 10. 2008	00:04:54,13	50,213	12,445	10,0	1,8	$1{,}63.\ 10^{12}$	349	86	27
10	X2923A	10. 10. 2008	22:01:53,10	50,222	12,445	9,1	1,6	$1{,}86.\ 10^{12}$	351	78	33
11	X499A	6. 10. 2008	16:33:36,79	50,206	12,444	10,2	1,6	$2{,}86.\ 10^{11}$	175	52	-29
12	X1720A	10. 10. 2008	00:18:51,99	50,211	12,445	10,1	1,6	$5{,}27.\ 10^{11}$	203	58	-34

Tabulka II: Studované zemětřesné jevy (Vavryčuk 2011a).

Zemětřesný jev: pracovní číslo a oficiální označení	Počet záznamů P vlny, které jsem měl k dispozici, a jimi reprezentovaný počet stanovišť	Neměl jsem záznam P vlny ze stanic
1 X5488A	23 záznamů, 22 stanovišť	–
2 X1466A	19 záznamů, 18 stanovišť	STC, HRED, BUBD, TRC
3 X1590D	22 záznamů, 21 stanovišť	STC
4 X5101A	22 záznamů, 21 stanovišť	STC
5 X4619A	22 záznamů, 21 stanovišť	STC
6 X6688A	19 záznamů, **19** stanovišť	NKC, KOC, KVC, LAC
7 X874A	22 záznamů, 21 stanovišť	STC
8 X957A	22 záznamů, 21 stanovišť	STC
9 X1709A	22 záznamů, 21 stanovišť	STC
10 X2923A	22 záznamů, 21 stanovišť	STC
11 X499A	21 záznamů, 20 stanovišť	STC, TRC
12 X1720X	22 záznamů, 21 stanovišť	STC

Tabulka III: Záznamy P vln, které jsem měl k dispozici. Protože systémy NKC a NKCN jsou soumístné (zdvojená seismická stanice), je počet stanovišť o jedna menší než počet záznamů právě tehdy, když jsem měl pro daný zemětřesný jev záznamy z NKC i NKCN. Jediným ze studovaných jevů, pro nějž jsem jen jeden z dvojice záznamů NKC a NKCN, je jev 6_X6683A.

5.2 Volba způsobu měření s ohledem na plánovaný postup interpretace

Plánovaný postup interpretace naměřených trvání pulsů přímých P vln: **určit nejvhodnější model šíření zemětřesné trhliny a jeho orientaci**. Tento typ interpretace považuji za smysluplné provést:

- pokud se prokáže směrová závislost trvání pulsu a zároveň
- pokud daná směrová závislost bude vysvětlitelná některým z uvažovaných modelů.

K hledání modelu šíření zemětřesné trhliny a jeho orientace postačuje znát, v jakých částech ohniskové sféry jsou pulsy kratší a v jakých delší. Není nutné měřit trvání právě jednoho pulsu, lze měřit například trvání poloviny pulsu, nebo třeba dvojice pulsů. Lze dokonce pro různé zemětřesné jevy měřit různě definovaný úsek záznamu. Není nutno měřit z časové závislosti posunutí $u(t)$, je možno využít třeba časovou závislost rychlosti pohybu $\dot{u}(t)$. Trvání pulsů lze dokonce měřit ze záznamů přímých S vln namísto plánovaných záznamů přímých P vln. Požadavkem, který je při měření ale nezbytné dodržet, je konzistence odečtů v rámci každého zemětřesného jevu. To znamená, že ze všech záznamů náležejících jednomu zemětřesnému jevu je bezpodmínečně nutno měřit trvání stejně definovaného úseku záznamu stejného typu seismické vlny.

5.3 Úvod k měření trvání pulsů

Se seismickými záznamy jsem pracoval v programu Seisbase (Fischer a Hampl 1997). Identifikaci vln na záznamech provedla již dříve p.g. Alena Boušková. Já jsem přímou P vlnu vyhledával dle popisky záznamu. Neověřoval jsem, zda jsou vlny na záznamech správně identifikované.

Pro každý záznam jsem měřil:

- trvání (délku) Δt_v prvého pulsu časové závislosti rychlosti pohybu $\dot{\boldsymbol{u}}(\boldsymbol{t})$ spjatého s přímou P vlnou
- trvání (délku) Δt_P prvého pulsu časové závislosti posunutí $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{t})$ spjatého s přímou P vlnou

Trvání Δt_v prvého pulsu časové závislosti rychlosti pohybu spjatého s přímou P vlnou jsem měřil nepřímo. 1. Určil jsem čas příchodu. 2. Stanovil jsem, kam na záznamu položím konec měřeného úseku, a odečetl čas konce měřeného úseku. Hledané trvání pulsu je délka časového intervalu mezi příchodem vlny a koncem měřeného úseku.

Trvání Δt_P prvého pulsu časové závislosti posunutí spjatého s přímou P vlnou jsem měřil přímo, bez určování času příchodu a času konce měřeného úseku.

Mým cílem bylo, aby naměřená hodnota pokud možno popisovala celý zemětřesný jev, pokud by byl složený.

Měřením pulsů jsem pro každý zemětřesný jev a metodiku (měření z velocigramů a měření z časových křivek posunutí) získával data typu [seismická stanice; naměřené Δt]. V následujících kapitolách jsou soubory dat tohoto typu zjednodušeně nazývány množinami naměřených Δt, příslušnost seismické stanice a zemětřesného jevu ke každému Δt je samozřejmostí a nebude dále zdůrazňována. Naměřená trvání prvého pulsu Δt jsou v následujících kapitolách často zjednodušeně nazývána slovem hodnoty nebo také slovem odečty.

5.4 Měření z neupravených velocigramů

Časy příchodu přímé P vlny jsem určoval dvěma metodami, které nazývám:

- metoda prvých bodů odchylných od šumu (stručně metoda prvých odchylných bodů) (ME1)
- metoda obrazových bodů (v mnou použitém případě metoda jednoho obrazového bodu) (ME2)

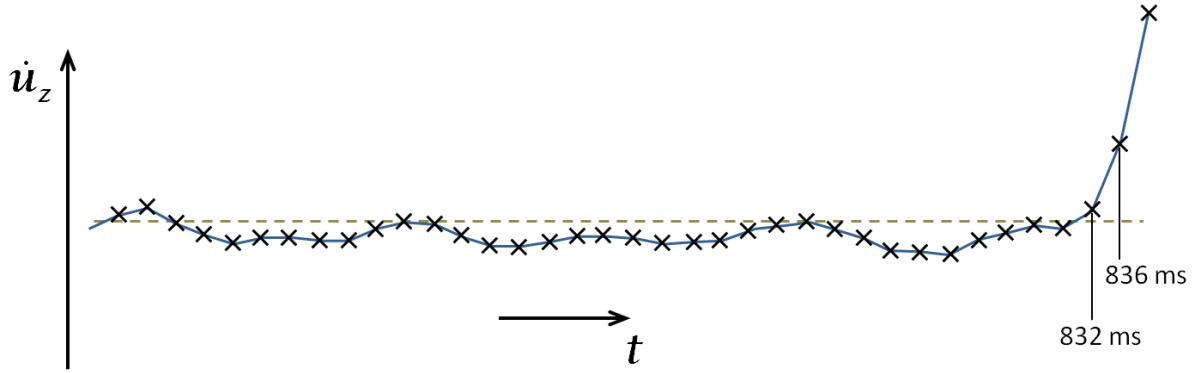
5.4.1 Stanovení času příchodu metodou prvých bodů odchylných od šumu

Pulsy P vln na záznamech, kterými jsem se zabýval, měly až na výjimky mnohanásobně větší amplitudy než šum před prvým pulsem P vlny. Proto na záznamech v náběhu prvého pulsu P vlny prakticky vždy existoval bod, který svou absolutní hodnotou výchylky převyšoval amplitudy šumu. Tento bod dále nazývám **prvý bod odchylný hodnotou od šumu** před záznamem P vlny, zkráceně prvý bod odchylný hodnotou.

Šum na záznamech měl většinou kvaziharmonický charakter. Bylo možné jej proto do určité míry predikovat. P vlna svým příchodem většinou nápadně porušila průběh šumu. Často se to stalo ještě před tím, než šum hodnotově převýšila. Bod v náběhu prvého pulsu P vlny, v němž je nápadně porušen dosavadní průběh šumu, dále nazývám **prvý bod odchylný od trendu šumu**, zkráceně prvý bod odchylný od trendu.

Prvý bod odchylný hodnotou a prvý bod odchylný od trendu dohromady nazývám prvými odchylnými body. Stanovení času příchodu metodou prvých odchylných bodů spočívá v definování času příchodu na základě časů prvých odchylných bodů.

Při určování času příchodu metodou odchylných bodů jsem hleděl na záznam v měřítku, v němž jsou dobře patrné detaily průběhu šumu. Z prvého pulsu P vlny postačí vidět jen jeho náběh. V něm jsem hledal prvé odchylné body. Když existoval dostatečně spolehlivý prvý bod odchylný pouze trendem, který byl na záznamu někde před prvým bodem odchylným hodnotou, pak jsem čas příchodu ztotožnil s časem prvého bodu odchylného trendem. V opačném případě jsem za čas příchodu považoval čas prvého bodu odchylného hodnotou. Viz obraz 29.



Obraz 29: Ukázka stanovení času příchodu metodou prvých odchylných bodů. Svislá složka velocigramu stanice SNED, úsek záznamu těsně před prvým pulsem P vlny zemětřesného jevu X1466A. Krok vzorkování činí 4 ms, datové body zvýrazněny křížky. Svislá osa má lineární měřítko. Náběh prvého pulsu P vlny je vidět na pravém okraji obrazu.

Prvý odchylný datový bod od trendu šumu má čas 832 ms. Prvý datový bod hodnotově odchylný od šumu má čas 836 ms. Čas příchodu jsem stanovil na 832 ms. Tyto časy udávám relativně vzhledem k okamžiku 03:22:07 dne 10. 10. 2008 UTC.

5.4.2 Stanovení času příchodu metodou jednoho obrazového bodu

Metoda jednoho obrazového bodu je provedením běžné poměrové metody. Podle ní je časem příchodu čas t_h prvého bodu z náběhu prvého pulsu zájmové vlny, pro který je

$$\frac{|\dot{u}(t_\mathrm{h})|}{|\dot{u}_\mathrm{max}|} \geq c \tag{18}$$

přičemž $\dot{u}$ je měřená rychlost pohybu, $|\dot{u}_\mathrm{max}|$ je amplituda seismické vlny, jejíž čas příchodu míníme určit, a c je předem stanovená konstanta.

Já jsem poměrovou metodu používal bez jakýchkoliv výpočtů jako metodu jednoho obrazového bodu. Stanovení času příchodu přímé P vlny metodou jednoho obrazového bodu spočívá ve ztotožnění času příchodu s časem bodu křivky $\dot{u}(t)$, v němž se tato křivka o jeden obrazový bod odchýlí od zdánlivě setrvale nulové hodnoty šumu při současném zobrazení pulsů P vlny a šumu před nimi na monitoru. Metodu lze použít, pokud amplituda šumu před přímou P vlnou je vůči její amplitudě tak zanedbatelná, že se zdá mít nulovou hodnotu při současném zobrazení pulsu P vlny a úseku před ním při lineárním měřítku osy $\dot{u}$. Já jsem časy příchodu určoval metodou jednoho obrazového bodu v programu Seisbase (Fischer a Hampl 1997) v režimu, v němž jsou na monitoru zobrazeny všechny tři složky velocigramu, jako tomu je v levé části obrazu 34.

5.4.3 Určování času příchodu P vlny pro studované zemětřesné jevy

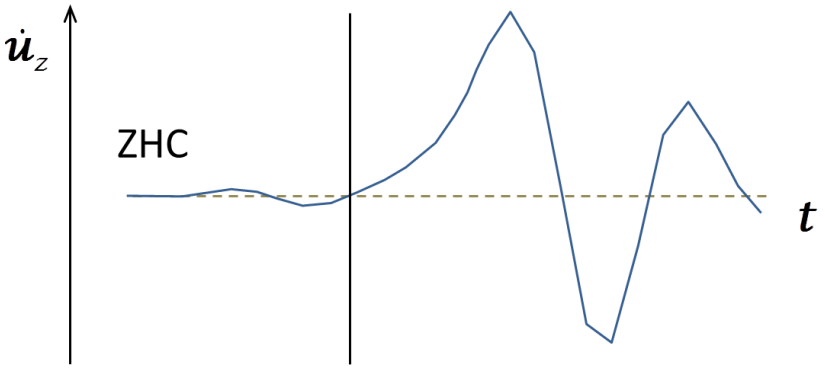
Čas příchodu P vlny jsem určoval ze svislé složky záznamu rychlosti $\dot{u}_z(t)$. Pro každý zemětřesný jev jsem použil jen jednu z metod (ME1) a (ME2). Když bylo možno pro většinu záznamů dobře použít metodu jednoho obrazového bodu, učinil jsem tak. V opačném případě jsem časy příchodu stanovoval metodou prvých odchylných bodů.

Vyskytovaly se záznamy, pro něž metodu zvolenou pro daný zemětřesný jev nebylo možno použít nebo by její použití vnášelo do výsledku významné chyby. V těch případech jsem čas příchodu odhadl tak, aby byl co možná nejvíce v souladu (to jest umístěn do stejné části náběhu prvého pulsu P vlny) se standardně určenými časy příchodu vln téhož zemětřesného jevu.

Pro nejsilnější ze studovaných zemětřesných jevů byl příchod určený metodou prvých odchylných bodů zcela běžně o 8 ms (2 vzorky) před příchodem vyznačeným metodou

jednoho obrazového bodu. Pro záznamy s šumem o velmi nízké amplitudě před vysokým pulsem P vlny ležel čas příchodu vyznačený metodou prvých odchylných bodů i o 16 ms (4 vzorky) před časem příchodu vyznačeným metodou jednoho obrazového bodu. Nepovažoval jsem za vhodné, aby měla amplituda šumu tak velký vliv na určený čas příchodu a prostřednictvím něj i na odečtené trvání pulsu. Proto jsem pro nejsilnější zemětřesné jevy použil metodu jednoho obrazového bodu. Pro slabší jevy z množiny studovaných se v časech příchodu metoda prvých odchylných bodů a metoda jednoho obrazového bodu lišily jen velmi málo.

Metodu jednoho obrazového bodu jsem použil pro jevy 1_X5488A, 2_X1466A a 5_X4619A. Metodu odchylných bodů jsem použil pro jevy 3_X1590D, 7_X874A, 9_X1709A, 10_X2923A, 11_X499A a 12_X1720A. Téměř na všech záznamech jevu 4_X5101A se bezprostředně před pulsem P vlny vyskytuje drobná vlna. Její amplituda dosahuje většinou 2–6 % amplitudy pulsu P vlny. Prvý puls této drobné vlny má vždy shodnou polaritu s polaritou prvého pulsu P vlny. Čas příchodu jsem vyznačoval do míst přechodu druhého pulsu drobné vlnky v prvý puls P vlny (obraz 30).



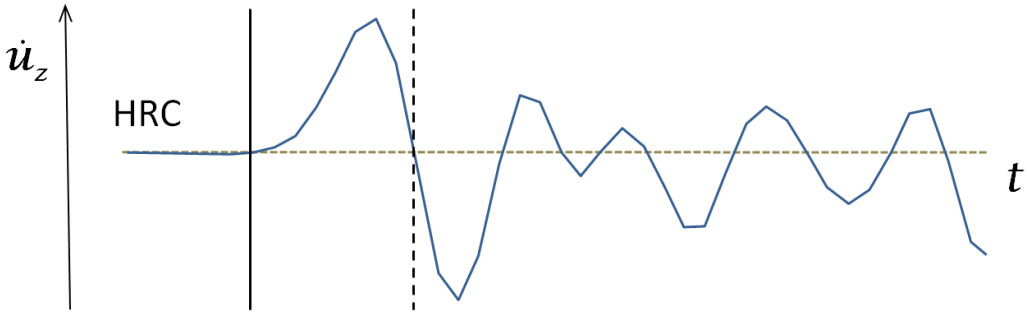
Obraz 30: Svislá složka velocigramu přímé P vlny jevu 4_X5110A ze stanice ZHC. Stanovený čas příchodu P vlny je vyznačen svislou čarou.

5.4.4 Konec měřeného úseku při měření z neupravených velocigramů

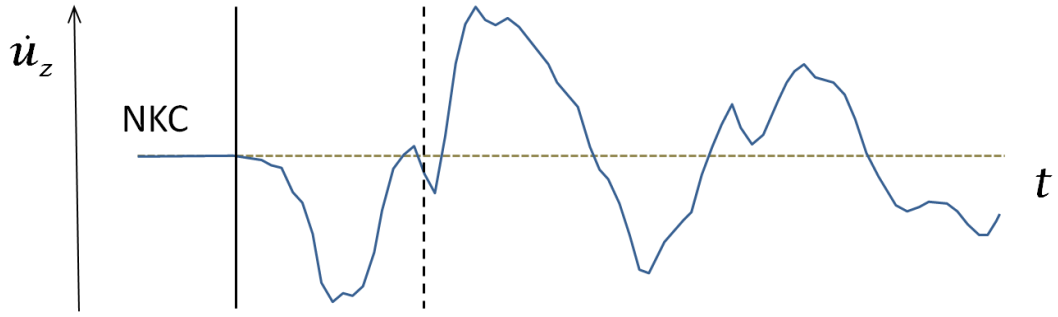
Za konec prvého pulsu jsem považoval bod s nulovou výchylkou na přechodu prvého pulsu v druhý puls opačné polarity. Takto definovaný konec prvého pulsu neupraveného záznamu rychlosti pohybu spjatého s přímou P vlnou je jednoznačně daný, blíží-li se záznam P vlny svým tvarem sinusovce. Záznamy P vln byly však často velmi složité. Takové záznamy může být až nemožné rozdělit na pulsy. Prvý puls proto nahrazuji obecnějším výrazem měřený úsek. Pro časové křivky $\dot{u}(t)$ tvaru sinusovky je měřený úsek prvým pulsem, pro

komplikované křivky $\dot{u}(t)$ je měřený úsek tím úsekem, o němž se domnívám, že odpovídá prvému pulsu.

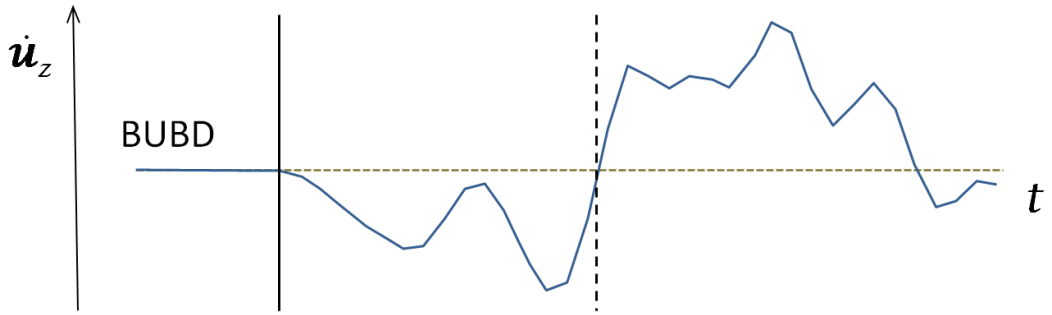
Čas konce měřeného úseku jsem určoval ve dvou etapách. V prvé etapě jsem podle svislé složky záznamu rychlosti $\dot{u}_z(t)$ rozhodl o přibližném čase konce měřeného úseku. Viz obrazy 31, 32, 33. V druhé etapě jsem výsledek zpřesňoval pomocí grafu pohybu částice. Viz obraz 34. Pro složité záznamy jsem v prvé etapě stanovil dvě, zřídka i více variant konce měřeného úseku.



Obraz 31: Konec měřeného úseku při jednoduchém průběhu časové křivky rychlosti. Svislá složka záznamu rychlosti pohybu spjatého s přímou P vlnou jevu 1_X5488A ze stanice HRC. Příchod P vlny je vyznačen souvislou svislou čarou, přibližný konec měřeného úseku přerušovanou svislou čarou.



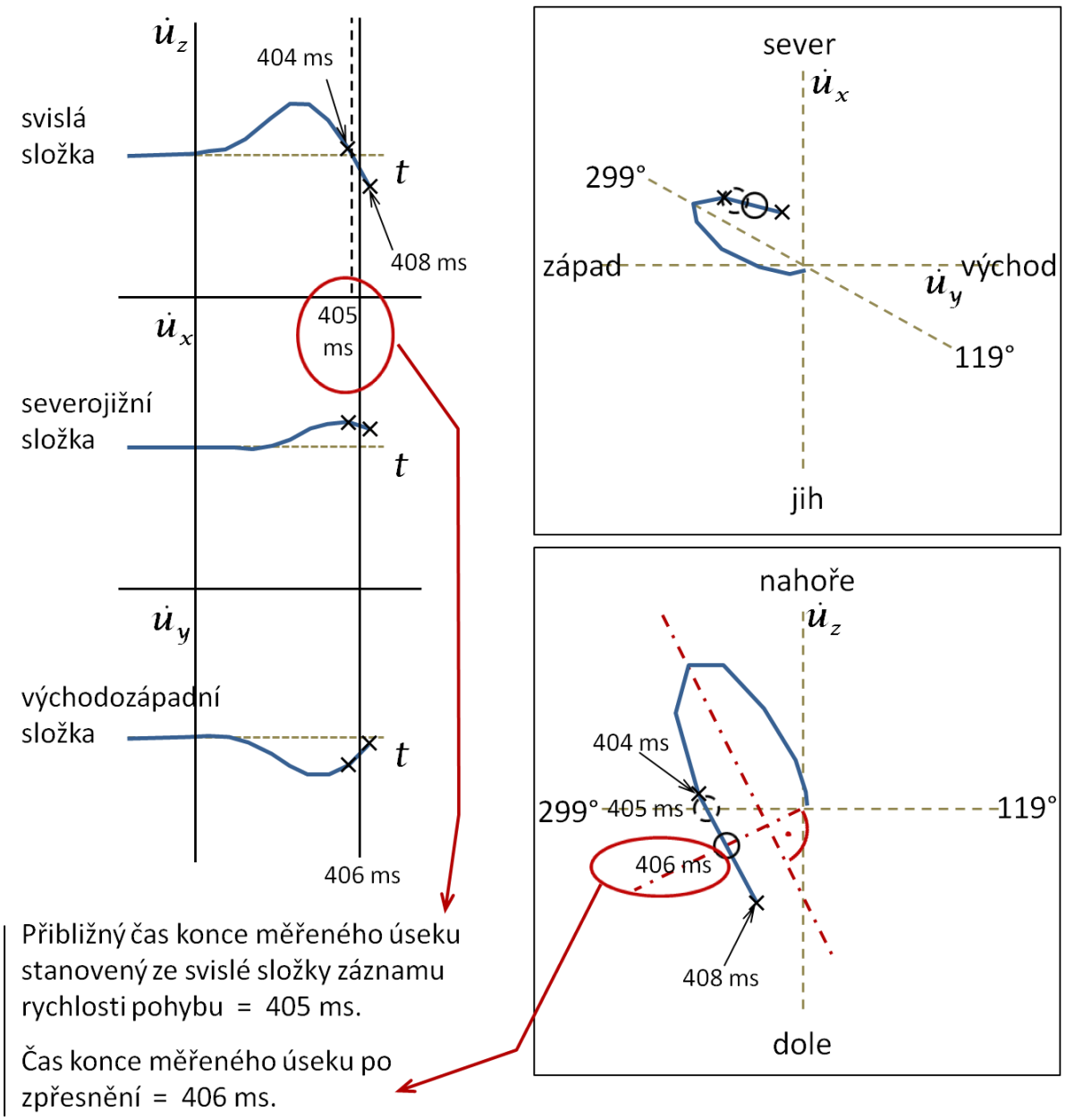
Obraz 32: Konec měřeného úseku při neprůběžném přechodu prvého pulsu časové křivky rychlosti v druhý puls opačné polarity. Svislá složka záznamu rychlosti pohybu spjatého s přímou P vlnou jevu 2_X1466A ze stanice NKC. Příchod P vlny je vyznačen souvislou svislou čarou, přibližný konec měřeného úseku přerušovanou svislou čarou. Při takovém průběhu záznamu rychlosti jsem neprováděl zpřesnění pomocí grafu pohybu částice.



Obraz 33: Konec měřeného úseku při složitém průběhu časové křivky rychlosti. Svislá složka záznamu rychlosti pohybu spjatého s přímou P vlnou jevu 5_X4619A ze stanice BUBD. Příchod P vlny je vyznačen souvislou svislou čarou, přibližný konec měřeného úseku přerušovanou svislou čarou.

5.4.5 Zpřesnění času konce měřeného úseku – použití grafu pohybu částice

Zpřesnění času konce měřeného úseku pomocí grafu pohybu částice jsem prováděl jen tehdy, když puls svislé složky záznamu rychlosti před koncem měřeného úseku přímo přecházel v následující puls opačné polarity (obrazy 30 či 31). Přesný čas konce měřeného úseku jsem určoval z grafu pohybu částice, v němž je vykreslena závislost svislé složky na specifikované obecné horizontální složce (vpravo dole na obrazu 34). Volil jsem právě tu horizontální složku, která je v azimutu sledovaného seismického paprsku (azimut seismické stanice vzhledem k epicentru). Konec měřeného úseku nastává v okamžiku, kdy časová křivka rychlosti protne počátkem souřadnic procházející kolmici k ose souměrnosti křivky pro prvý puls záznamu rychlosti. Mezi vzorky (krok vzorkování je roven 4 ms) jsem interpoloval. Zjištěné hodnoty jsem zaokrouhloval na celé milisekundy.



Obraz 34: Zpřesnění času konce měřeného úseku pomocí grafu pohybu částice. Grafy rychlosti pohybu spjatého s přímou P vlnou jevu 12_X1720A ze stanice TRC. Tři složky záznamu rychlosti jsou v levé části obrazu. Graf vpravo nahoře je průmětem křivky rychlosti pohybu do horizontální roviny. Graf vpravo dole je průmětem křivky rychlosti pohybu do svislé roviny o azimutu 119°. Tato rovina je vyznačena v horním grafu.

Přibližný čas konce měřeného úseku (405 ms) je vyznačen černou přerušovanou čarou na záznamu a černým přerušovaným kruhem v grafech pohybu částice. Výsledný přesný čas konce měřeného úseku (406 ms) je vyznačen černou souvislou čarou na záznamu a černým souvislým kruhem v grafech pohybu částice. Dva nejbližší vzorky záznamu (404 ms a 408 ms) jsou vyznačeny křížky.

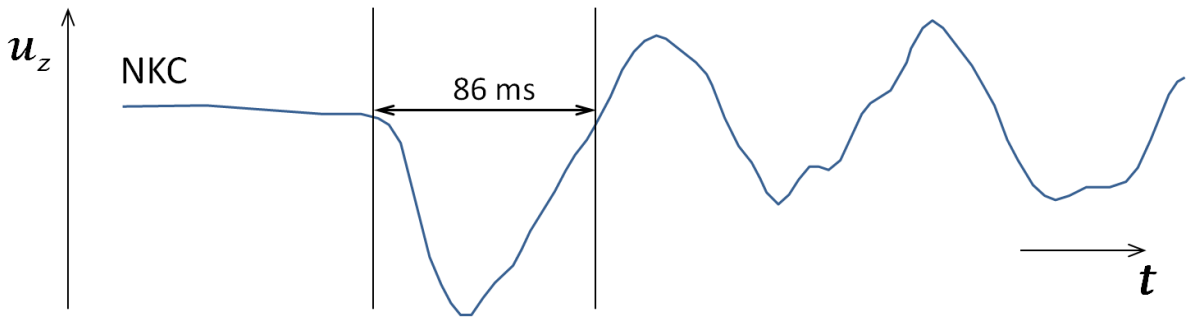
Zpřesnění jsem prováděl následujícím postupem: 1. Horizontálu pro dolní graf pohybu částice jsem orientoval do azimutu sledovaného seismického paprsku (azimut seismické stanice vzhledem k epicentru). 2. Na dolním grafu pohybu částice jsem vyhledal bod, v němž křivka protíná středem procházející kolmici na osu souměrnosti křivky pro prvý puls záznamu. Čas tohoto bodu je výsledným přesným časem konce měřeného úseku.

5.5 Měření z časových závislostí posunutí

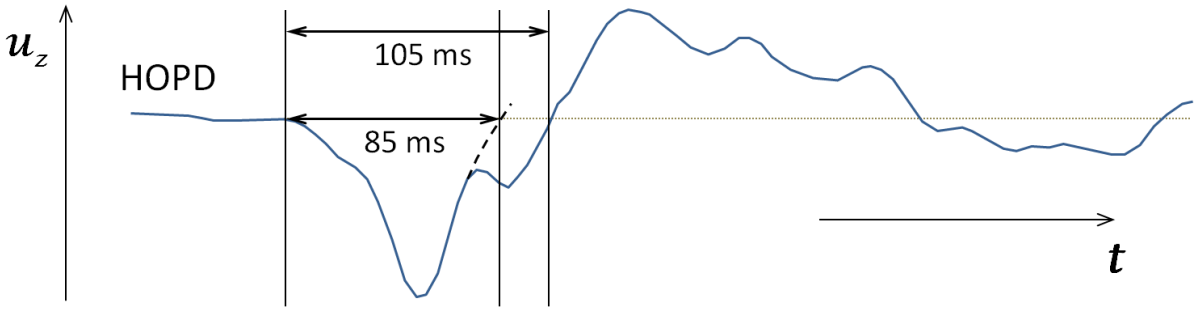
Naměřený záznam rychlosti pohybu $\dot{\boldsymbol{u}}(\boldsymbol{t})$ jsem v programu Seisbase (Fischer a Hampl 1997) zfiltroval digitální pásmovou propustí 1—60 Hz (stanice vybavené záznamovým zařízením 5800 PCM (NKC, KOC, KVC, LAC)), nebo 1—80 Hz (záznamy ostatních stanic). Tyto dvě varianty filtrace budu nazývat standardní filtrací. Zfiltrovaný záznam rychlosti jsem poté v programu Seisbase numericky integroval. Výsledkem byl graf $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{t})$ závislosti posunutí na čase odvozený z velocigramu.

Trvání Δt_P prvého pulsu časové závislosti posunutí spjatého s přímou P vlnou jsem měřil přímo, bez určování času příchodu a času konce měřeného úseku. Využíval jsem pouze svislou složku časové závislosti posunutí $u_z(t)$.

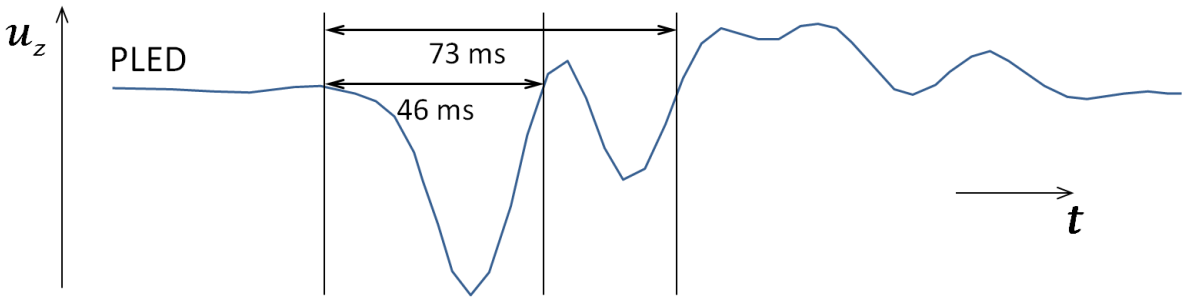
Bod svislé složky časové křivky posunutí, který ztotožním s příchodem P vlny, jsem hledal vizuálním odhadem bez použití exaktních metod. Měla-li svislá složka křivky $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{t})$ jednoduchý průběh tvarem se blížící sinusovce, položil jsem konec měřeného úseku do bodu o nulové výchylce, který leží na přechodu prvého pulsu svislé složky posunutí v druhý puls posunutí opačné polarity. Viz obraz 35. Pro složité záznamy jsem mohl provést měření pro více různých umístění konce měřeného úseku. Viz obrazy 36 a 37.



Obraz 35: Měřený úsek při jednoduchém průběhu časové křivky posunutí. Svislá složka časové závislosti posunutí spjatého s přímou P vlnou jevu 7_X874A na stanici NKC. Měřený úsek je vymezen svislicemi a šipkou, u ní je naměřené trvání.



Obraz 36: Měřený úsek při složitém průběhu časové křivky posunutí. Svislá složka časové závislosti posunutí spjatého s přímou P vlnou jevu 3_X1590D na stanici HOPD. Změřeny byly dvě varianty: kratší a delší. Kratší varianta je aproximativní.



Obraz 37: Měřený úsek při složitém průběhu časové křivky posunutí. Svislá složka časové závislosti posunutí spjatého s přímou P vlnou jevu 4_X5101A na stanici PLED. Změřeny byly dvě varianty: kratší a delší.

5.6 Konzistence odečtů

Po naměření jsem každé z hodnot Δt přiřadil určitou míru spolehlivosti. Za spolehlivé jsem považoval hodnoty odečtené z jednoduchých záznamů, za nespolehlivé ty, které pocházely ze záznamů složitého průběhu.

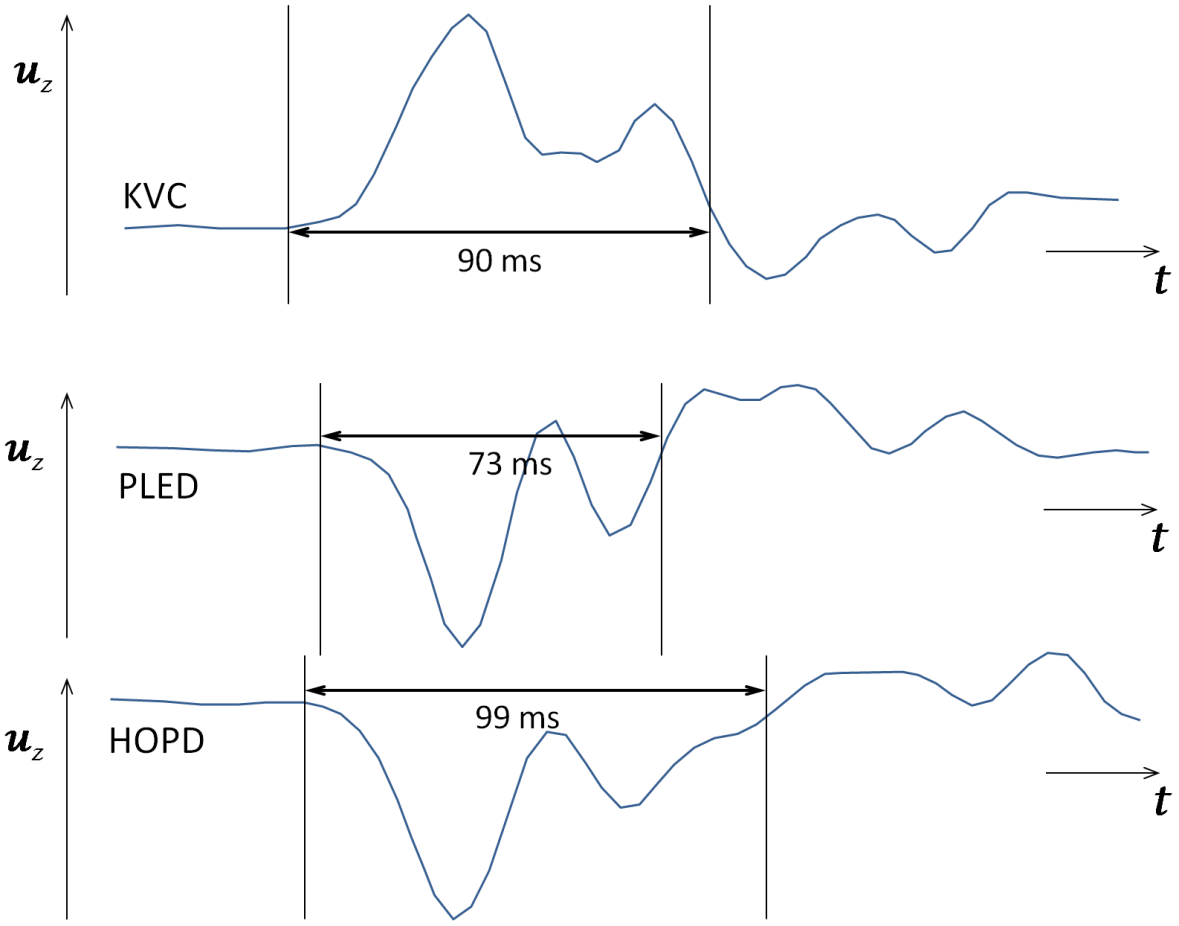
Hodnoty naměřené ze záznamů jednoduchého průběhu jsem pokládal za vzájemně konzistentní. Také ze složitých záznamů téhož zemětřesného jevu jsem mohl získat

vzájemně konzistentní hodnoty. O takové množině konzistentních hodnot odečtených ze složitých záznamů jsem spolehlivě nedokázal určit, jakému násobku trvání prvého pulsu odpovídají. Viz obraz 38.

Pro každý z analyzovaných jevů jsem naměřené hodnoty rozdělil do několika vnitřně konzistentních množin:

Jedna z nich sdružovala hodnoty naměřené ze záznamů jednoduchého průběhu. (D1)

Ty ostatní byly množiny hodnot, o nichž není jisté, jakému násobku trvání prvého pulsu odpovídají. (D2)



Obraz 38: Trojice časových křivek posunutí s podobným průběhem. Svislá složka časové závislosti posunutí spjatého s přímou P vlnou jevu 4_X5101A, stanice KVC, PLED a HOPD. Křivky této trojice jsou si podobné. Díky tomu je snadné k vybranému bodu jedné křivky nalézt odpovídající bod jiné křivky, a tedy pořídit vzájemně konzistentní odečty. Pro každou z křivek byly změřeny dvě varianty: krátká a dlouhá. Viz obraz 37 pro stanici PLED, analogicky pro křivky stanic KVC a HOPD. Za dvěma vrcholy stejné polarity následují dva

vrcholy opačné polarity. Tento tvar křivek indikuje, že v měřeném úseku mají ležet oba dva vrcholy téže polarity. Proto právě dlouhé varianty odečtů byly zařazeny do výsledné množiny Δt_P (tabulka XI) a jen dlouhé varianty odečtů jsou vyznačeny na obrazu 38. Měřený úsek je vymezen svislicemi a šipkou, u ní je naměřené trvání. Příkladem vzájemně odpovídajících si bodů trojice křivek jsou konce měřených úseků.

5.7 Soubor hodnot postihující co možná nejvíce stanic

Pro každý zemětřesný jev a každou ze dvou metodik (měření z neupravených velocigramů a měření z časových křivek posunutí) jsem tvořil soubor hodnot Δt, v němž bude zastoupeno co možná nejvíce stanic a každá z nich právě jednou hodnotou. Tento soubor jsem tvořil tak, že k souboru hodnot z jednoduchých záznamů, pro něž jsem měl jen jedinou spolehlivou variantu odečtu, jsem přiřadil hodnoty ze záznamů stanic s více variantami odečtu, přičemž pro každou z nich jsem vzal právě jednu z jejích variant. Bylo nutno zvolit vždy tu variantu, která je konzistentní s úsekem měřeným na jednoduchých záznamech, to jest s trváním prvého pulsu.

Pro každý ze složitých záznamů jsem tedy musel rozhodnout, která z odečtených variant je konzistentní s trváním prvého pulsu. Protože složité záznamy většinou spadaly do jedné či několika skupin, jejichž záznamy si byly podobné a v jejichž rámci byly odečty konzistentní, stačilo v těch případech učinit jedno rozhodnutí pro celou skupinu sobě si podobných složitých záznamů.

K rozhodnutí, která z odečtených variant jednoho záznamu je konzistentní s hodnotou naměřenou z jiného záznamu, je nutno tyto záznamy uvést do vzájemné souvislosti. Tato činnost spočívala v hledání společných znaků na záznamech. Podle nich jsem mohl určit sobě si odpovídající body. Uvedení do vzájemné souvislosti je snadné pro záznamy, které jsou si tvarově velmi podobné.

Při rozhodování, která z variant odečtu velmi složitého záznamu je konzistentní s úsekem měřeným na jednoduchých záznamech, je nutno uvést do souvislosti záznamy, které si jsou tvarově jen minimálně podobné. Tím, že jsem při této činnosti nepoužíval

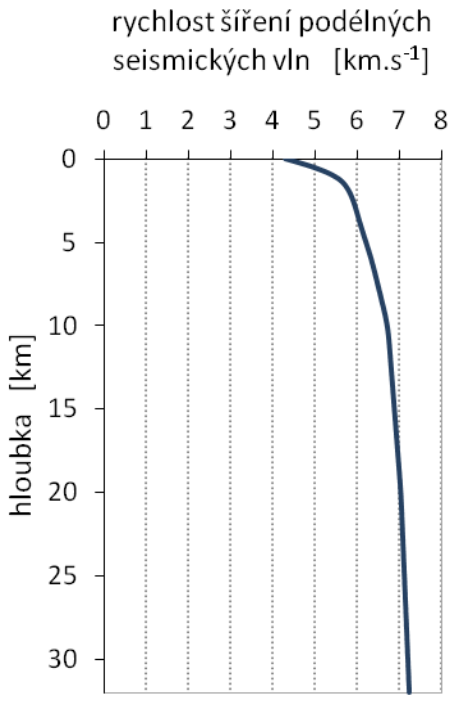
žádné pokročilé metody, jsem do tvořeného souboru hodnot vnášel určitou míru nespolehlivosti.

Popsaným způsobem jsem pro každý zemětřesný jev a metodiku mohl získat množinu hodnot, v níž byla trvání pulsů pro všechny stanice, jejichž záznamy jsem měl k dispozici. (D3)

5.8 Polohy stanic na ohniskové sféře

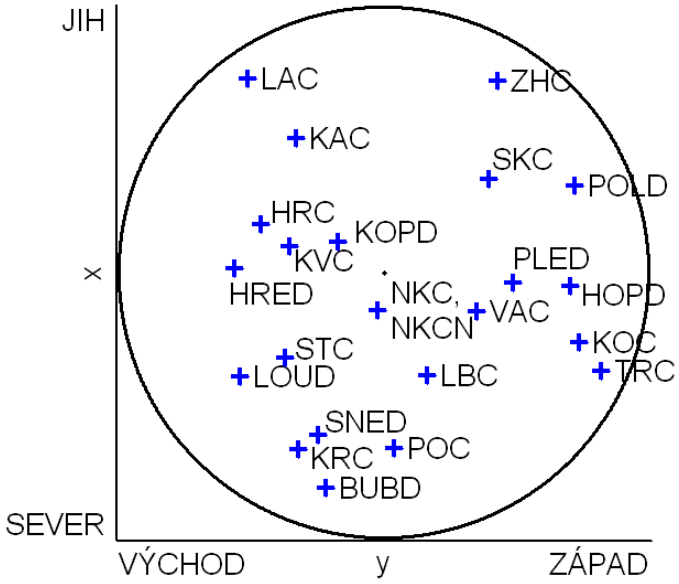
Polohy seismických stanic na ohniskové sféře vypočetl speciálně pro každý ze studovaných zemětřesných jevů vedoucí diplomového projektu RNDr. Václav Vavryčuk, DrSc. Použil k tomu 1D rychlostní model s proměnným gradientem ve směru svislé osy odvozený z vrstevnatého rychlostního modelu Málka, Janského a Horálka (2000, 2005). Viz obraz 39.

Obraz 39: Rychlostní model použitý při trasování paprsků. V hloubkovém intervalu, v němž leží hypocentra studovaných zemětřesení, rychlost podélných seismických vln leží v intervalu přibližně 6,6—6,8 km/s.



Hypocentra všech studovaných zemětřesných jevů jsou si blízká v porovnání s rozměry území pokrytého stanicemi seismické sítě WEBNET. Proto rozložení stanic na ohniskové sféře (obraz 40) je pro všechny studované zemětřesné jevy zhruba shodné.

Všechny stanice seismické sítě WEBNET leží pro všechny studované zemětřesné jevy na horní ohniskové hemisféře.



Obraz 40: Horní ohnisková hemisféra s vyznačenými stanicemi. Azimutální rovnoplochá projekce do spodní hemisféry. Vypočteno pro zemětřesný jev 4_X5101A. Tento obraz slouží jako klíč pro vykreslené mapy naměřených trvání pulsu.

5.9 Tvorba map naměřených trvání prvých pulsů

Horní ohniskovou hemisféru s naměřenými trváními pulsů jsem zobrazoval v azimutální rovnoploché projekci do spodní hemisféry (Aki a Richards 2002). Tato projekční grafy nazývám rozloženími trvání pulsu nebo také mapami trvání pulsu (mapami Δt).

Mapy trvání pulsu, jsem vytvářel v počítačovém programu Matlab. Vstupními údaji skriptu byly: **polohy stanic na ohniskové sféře pro daný zemětřesný jev, naměřená trvání pulsů a jim příslušné seismické stanice, ohniskový mechanismus zemětřesného jevu (strike, dip, rake).**

Nejprve jsem z množiny seismických stanic sítě WEBNET vyloučil stanice, jež nejsou zastoupeny v množině naměřených trvání pulsu. Následně jsem vypočetl polohy stanic v projekční rovině. Každá z nich byla datovým bodem: měla své souřadnice a naměřené trvání pulsu. Trvání pulsu jsem z datových bodů interpoloval do bodů sítě pokrývající projekční rovinu. Ještě před interpolací jsem v projekční rovině vně projektované horní ohniskové hemisféry vytvořil fiktivní datové body. Díky nim nevycházely při interpolaci v okrajových částech projekčního grafu nereálně vysoké nebo naopak nereálně nízké

hodnoty. Interpoloval jsem metodou, jež v programu Matlab nese označení „v4“. Po provedení interpolace jsem odstranil ty body sítě, které nebyly dostatečně podložené daty.

Na základě upravené sítě jsem zkonstruoval mapu, v níž je trvání pulsu znázorněno izoliniemi a barvou zároveň. Algoritmus použitý k vykreslení nodálních čar do projekčních grafů programem Matlab jsem převzal od vedoucího tohoto diplomového projektu RNDr. Václava Vavryčuka, DrSc.

5.10 Množiny odečtů, mapy a jejich spolehlivost

Pro každý zemětřesný jev a metodiku jsem měl jednu množinu typu (D1), několik množin typu (D2) a ideálně jednu množinu typu (D3).

Množiny typu (D1) obsahovaly obvykle podstatnou část, zdaleka ne však všechny seismické stanice sítě WEBNET. Projekční grafy Δt zkonstruované na jejich základě zobrazovaly poměrně hladké rozložení přesného trvání pulsu. Považoval jsem je za spolehlivé.

Každá z množin typu (D2) obsahovala obvykle jen malý počet stanic se vzájemně podobnými záznamy. Díky tomu, že záznamy stanic sobě blízkých na ohniskové sféře si byly podobné (obraz 38), tvořily stanice většiny množin typu (D2) na ohniskové sféře shluk. Projekční grafy Δt zkonstruované na základě množin typu (D2) obvykle zobrazovaly detailním způsobem trendy v rozložení trvání pulsu na malých ploškách ohniskové sféry. Tyto mapy jsem považoval za spolehlivé.

Množiny typu (D3) zahrnovaly všechny stanice sítě WEBNET, jejichž záznamy přímé P vlny daného zemětřesného jevu jsem měl k dispozici. Projekční grafy Δt zkonstruované na základě těchto množin pokrývaly podstatnou část horní ohniskové hemisféry a zobrazovaly složitější rozložení trvání pulsu, než jaké může být podmíněno jednoduchými modely. Nevýhodou těchto map byla jejich nízká spolehlivost.

Tvorba jediné výsledné množiny pro každý zemětřesný jev a metodiku je optimalizační úlohou: ideálem je co možná nevyšší počet seismických stanic a zároveň co možná nejvyšší spolehlivost.

Výsledné množiny hodnot jsem tvořil z množin typu (D3) tím, že jsem z každé z nich vyřadil několik nejméně spolehlivých hodnot. Tím podstatně vzrostla spolehlivost souborů dat, kdežto jejich vypovídací se snížila jen slabě, protože počet seismických stanic klesl jen o málo.

Trvání pulsů jsem měřil z obou záznamů zdvojené stanice Nový Kostel, NKC i NKCN. Rozdíl $\Delta t_v(NKC) - \Delta t_v(NKCN)$ se většinou vyskytoval v rozmezí –2 až +3 ms, rozdíly ležící mimo tento interval byly výjimkou. Rozdíly $\Delta t_P(NKC) - \Delta t_P(NKCN)$ spadaly až na jedinou výjimku do intervalu –8 až +6 ms. Když byly v množině naměřených Δt zastoupeny NKC i NKCN, vykresloval jsem hodnotu naměřenou ze záznamu NKC. Hodnotu z NKCN jsem vykresloval jen tehdy, když v dané množině dat hodnota z NKC nebyla a zároveň hodnota z NKCN byla.

6 Výsledné mapy trvání prvého pulsu

Mapy jsou značeny kódem. První částí kódu je pracovní číslo zemětřesného jevu, druhou částí je písmeno V pro naměřené trvání pulsu velocigramu, nebo písmeno P pro naměřené trvání pulsu posunutí. Například 9P je mapa Δt_P zemětřesného jevu 9_X1709A.

Obrazy 41, 43, 45, 47, 49, 52, 55, 57, 59, 61:
Mapy naměřených trvání prvého pulsu záznamu rychlosti pohybu $\dot{\boldsymbol{u}}(\boldsymbol{t})$ přímé P vlny. Azimutální rovnoplochá projekce do spodní hemisféry, zobrazena pouze horní ohnisková hemisféra. Na každém obrazu je označení zemětřesného jevu a jeho lokální magnitudo M_L (Vavryčuk 2011a). Datové body jsou vyznačeny křížky, každý z nich představuje seismickou stanici. Kterou seismickou stanici křížek představuje, lze zjistit pomocí obrazu 40, který slouží jako klíč.

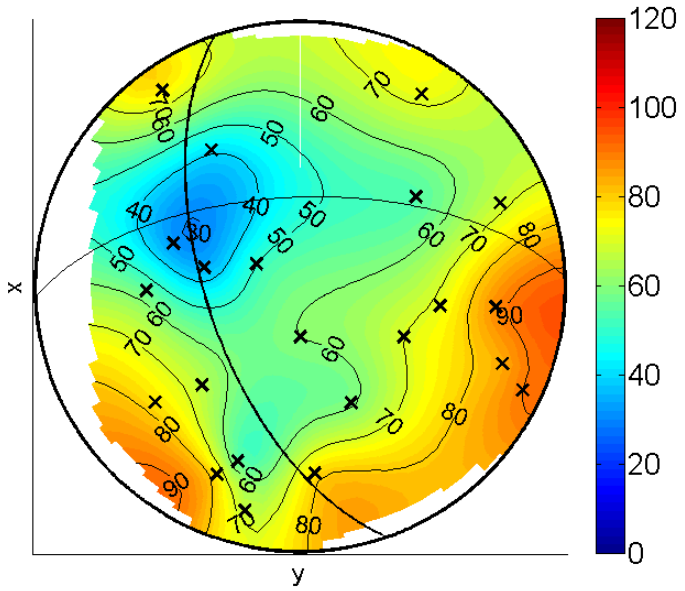
Obrazy 42, 44, 46, 48, 50, 51, 53, 54, 56, 58, 60, 62:
Mapy naměřených trvání prvého pulsu časové závislosti posunutí $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{t})$ přímé P vlny. Azimutální rovnoplochá projekce do spodní hemisféry, zobrazena pouze horní ohnisková hemisféra. Na každém obrazu je označení zemětřesného jevu a jeho lokální magnitudo M_L

(Vavryčuk 2011a). Datové body jsou vyznačeny křížky, každý z nich představuje seismickou stanici. Kterou seismickou stanici křížek představuje, lze zjistit pomocí obrazu 40, který slouží jako klíč.

Tabulky IV—XXV:

Výsledné množiny naměřených trvání prvého pulsu přímé P vlny.

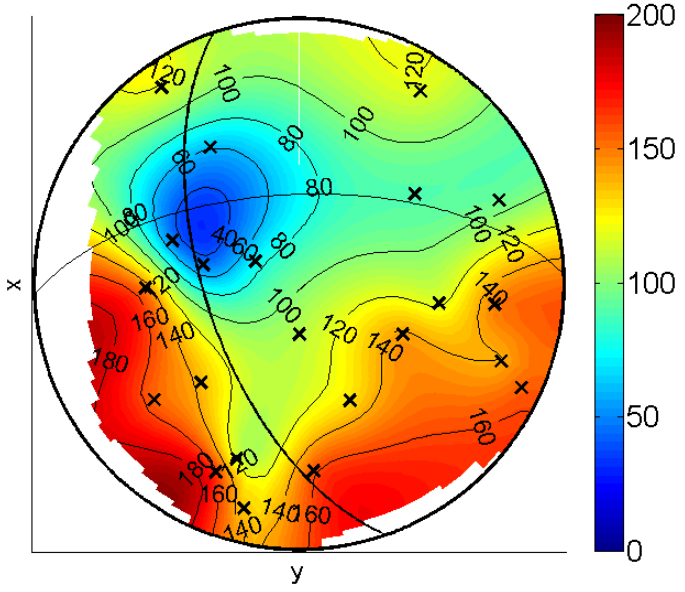
1_X5488A (M_L = 3,7)



Obraz 41, tabulka IV. Trvání prvého pulsu velocigramu P vlny zemětřesného jevu 1_X5488A (M_L = 3,7). Graf vychází z hodnot všech stanic.

stanice	Δt_v [ms]
NKC	60
KOC	84
KVC	35
LAC	76
KAC	41
KRC	76
LBC	59
POC	78
SKC	54
STC	66
VAC	70
ZHC	72
HRED	56
BUBD	67
PLED	72
HRC	32
KOPD	50
POLD	68
HOPD	88
SNED	55
LOUD	77
TRC	90

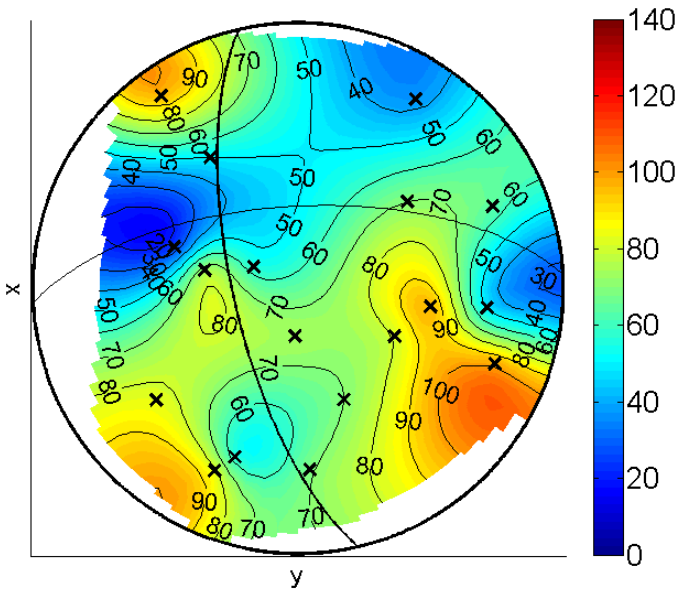
1_X5488A (M_L = 3,7)



Obraz 42, tabulka V. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 1_X5488A (M_L = 3,7). Graf vychází z hodnot všech stanic.

stanice	Δt_P [ms]
NKC	110
KOC	140
KVC	47
LAC	119
KAC	61
KRC	164
LBC	129
POC	158
SKC	90
STC	137
VAC	142
ZHC	117
HRED	148
BUBD	132
PLED	118
HRC	48
KOPD	74
POLD	94
HOPD	149
SNED	115
LOUD	154
TRC	155

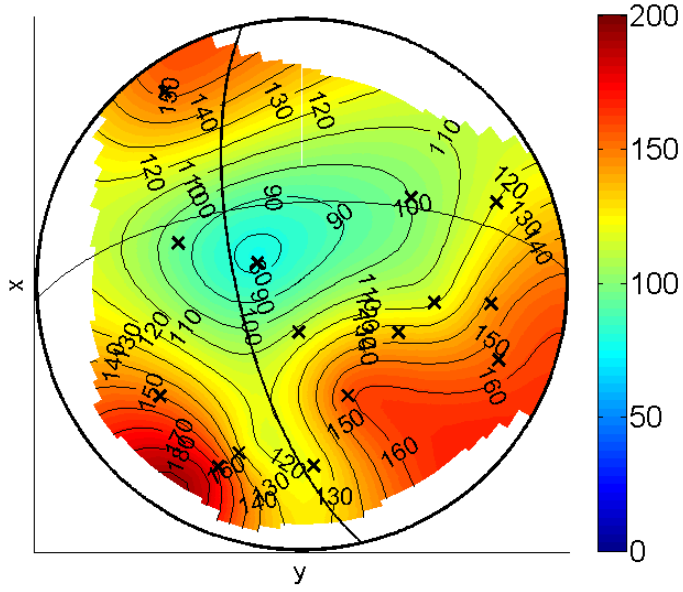
2_X1466A (M_L = 3,6)



Obraz 43, tabulka VI. Trvání prvého pulsu velocigramu P vlny zemětřesného jevu 2_X1466A (M_L = 3,6). Záznamy stanic STC, HRED, BUBD a TRC pravděpodobně neexistují.

stanice	Δt_v [ms]
NKC	74
KOC	99
KVC	74
LAC	96
KAC	50
KRC	82
LBC	70
POC	69
SKC	70
STC	—
VAC	81
ZHC	37
HRED	—
BUBD	—
PLED	96
HRC	25
KOPD	56
POLD	64
HOPD	48
SNED	56
LOUD	83
TRC	—

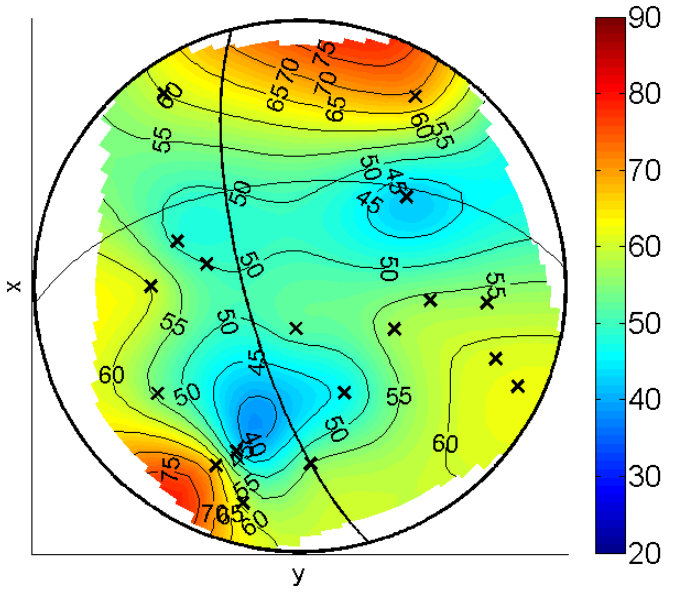
2_X1466A (M_L = 3,6)



Obraz 44, tabulka VII. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 2_X1466A (M_L = 3,6). Stanice KAC, KVC a ZHC nejsou zastoupeny z důvodu nejistoty v umístění konce měřeného úseku. Záznamy stanic STC, HRED, BUBD, TRC pravděpodobně neexistují.

stanice	Δt_P [ms]
NKC	113
KOC	155
KVC	—
LAC	152
KAC	—
KRC	168
LBC	158
POC	123
SKC	100
STC	—
VAC	134
ZHC	—
HRED	—
BUBD	—
PLED	119
HRC	94
KOPD	78
POLD	120
HOPD	143
SNED	132
LOUD	150
TRC	—

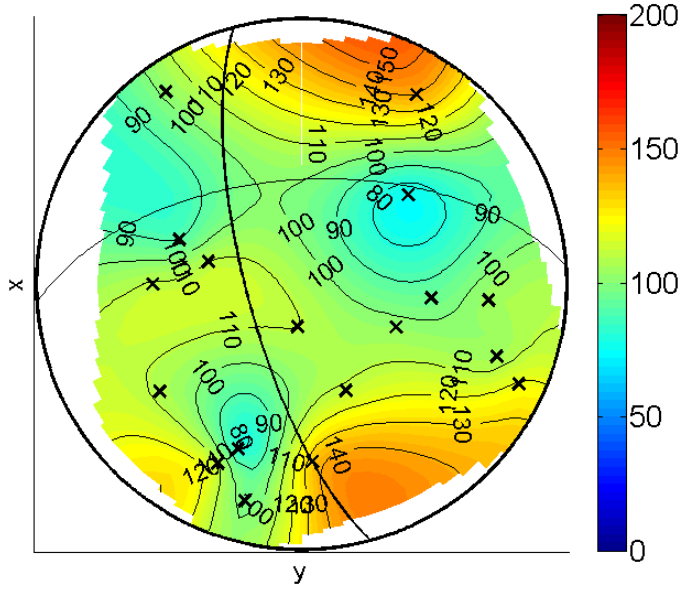
3_X1590D (M_L = 3,5)



Obraz 45, tabulka VIII. Trvání prvého pulsu velocigramu P vlny zemětřesného jevu 3_X1590D (M_L = 3,5). Stanice KAC, KOPD, POLD nejsou zastoupeny, protože přímá P vlna jevu X1590D je na jejich záznamech silně rušena jinou vlnou. Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

stanice	Δt_v [ms]
NKC	52
KOC	61
KVC	50
LAC	60
KAC	—
KRC	65
LBC	46
POC	55
SKC	42
STC	—
VAC	57
ZHC	69
HRED	60
BUBD	59
PLED	56
HRC	49
KOPD	—
POLD	—
HOPD	57
SNED	44
LOUD	54
TRC	62

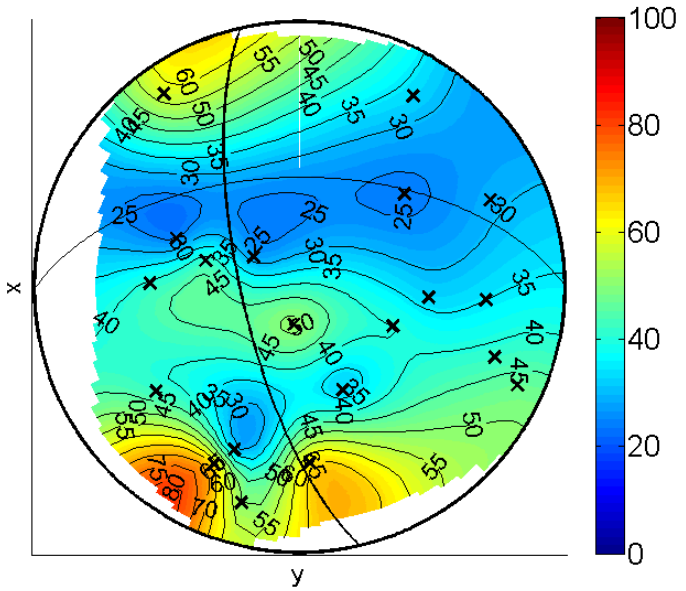
3_X1590D (M_L = 3,5)



Obraz 46, tabulka IX. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 3_X1590D (M_L = 3,5). Stanice KAC, KOPD, POLD nejsou zastoupeny, protože přímá P vlna jevu X1590D je na jejich záznamech silně rušena jinou vlnou. Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

stanice	Δt_P [ms]
NKC	110
KOC	105
KVC	110
LAC	102
KAC	—
KRC	111
LBC	112
POC	135
SKC	75
STC	—
VAC	103
ZHC	140
HRED	111
BUBD	96
PLED	95
HRC	90
KOPD	—
POLD	—
HOPD	105
SNED	81
LOUD	108
TRC	121

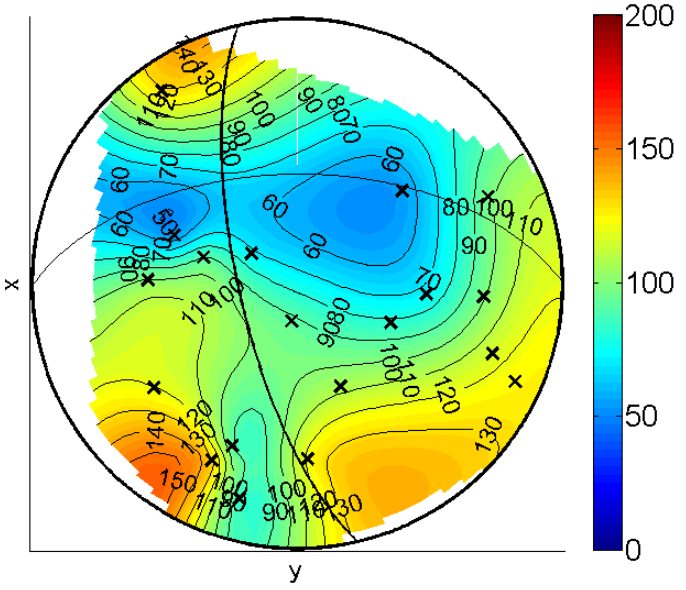
4_X5101A (M_L = 3,0)



Obraz 47, tabulka X. Trvání prvého pulsu velocigramu P vlny zemětřesného jevu 4_X5101A (M_L = 3,0). Stanice KAC není zastoupena z důvodu nejistoty v umístění konce měřeného úseku. Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

stanice	Δt_v [ms]
NKC	51
KOC	42
KVC	42
LAC	58
KAC	—
KRC	64
LBC	33
POC	64
SKC	24
STC	—
VAC	40
ZHC	33
HRED	41
BUBD	50
PLED	33
HRC	25
KOPD	28
POLD	29
HOPD	35
SNED	32
LOUD	42
TRC	47

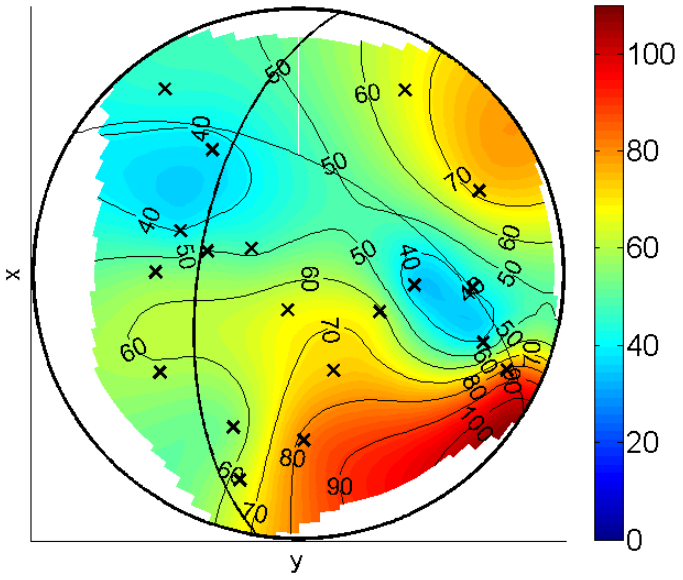
4_X5101A (M_L = 3,0)



Obraz 48, tabulka XI. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 4_X5101A (M_L = 3,0). Stanice KAC a ZHC nejsou zastoupeny z důvodu nejistoty v umístění konce měřeného úseku. Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

stanice	Δt_P [ms]
NKC	92
KOC	116
KVC	90
LAC	129
KAC	—
KRC	132
LBC	107
POC	122
SKC	55
STC	—
VAC	82
ZHC	—
HRED	101
BUBD	84
PLED	73
HRC	55
KOPD	72
POLD	97
HOPD	99
SNED	91
LOUD	120
TRC	124

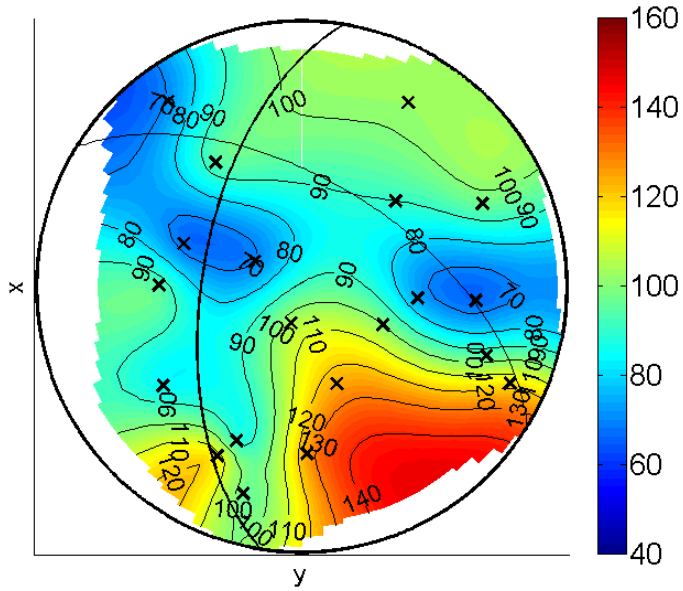
5_X4619A (M_L = 2,7)



stanice	Δt_v [ms]
NKC	66
KOC	41
KVC	50
LAC	45
KAC	38
KRC	—
LBC	73
POC	82
SKC	—
STC	—
VAC	62
ZHC	66
HRED	55
BUBD	63
PLED	35
HRC	40
KOPD	48
POLD	72
HOPD	41
SNED	55
LOUD	59
TRC	82

Obraz 49, tabulka XII. Trvání prvého pulsu velocigramu P vlny zemětřesného jevu 5_X4619A (M_L = 2,7). Stanice KRC a SKC nejsou zastoupeny z důvodu nespolehlivosti hodnot změřených z jejich záznamů. Záznam STC pravděpodobně neexistuje.

5_X4619A (M_L = 2,7)

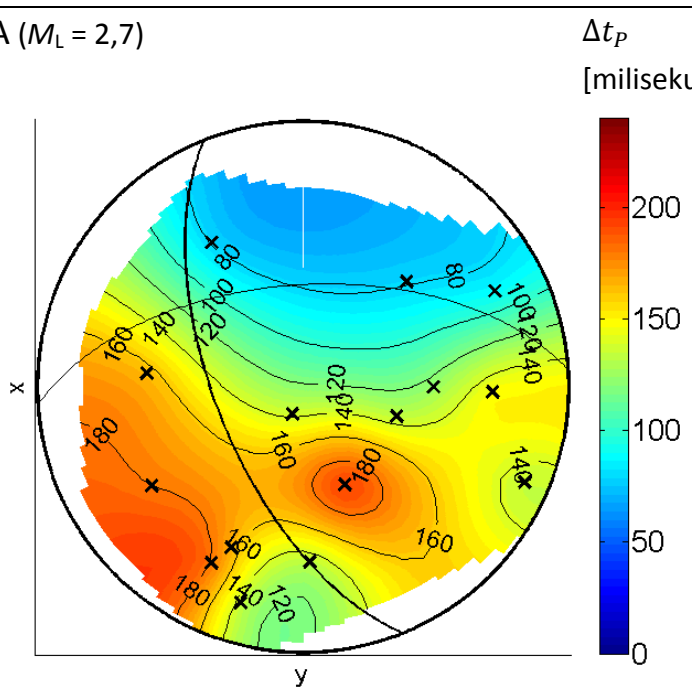


stanice	Δt_P [ms]
NKC	104
KOC	95
KVC	—
LAC	71
KAC	94
KRC	114
LBC	124
POC	126
SKC	90
STC	—
VAC	100
ZHC	102
HRED	94
BUBD	96
PLED	74
HRC	67
KOPD	70
POLD	97
HOPD	66
SNED	89
LOUD	84
TRC	117

Obraz 50, tabulka XIII. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 5_X4619A (M_L = 2,7). Stanice KVC není zastoupena z důvodu nejistoty v umístění konce měřeného úseku. Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

Měření Δt_v P vlny pro zemětřesné jevy 6_X6683A a 8_X957A jsem zanechal, protože záznamy rychlosti pohybu spjatého s přímou P vlnou těchto jevů byly příliš komplikované.

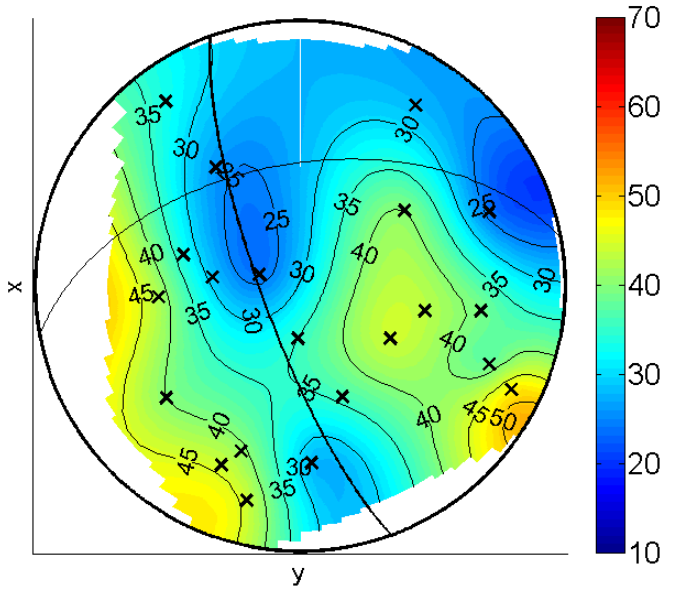
6_X6683A (M_L = 2,7)



Obraz 51, tabulka XIV. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 6_X6683A (M_L = 2,7). Záznamy stanic NKC, KOC, KVC a LAC neexistují. Pro NKC jsem použil hodnotu Δt_P záznamu NKCN. Stanice STC, ZHC, HRC a KOPD nejsou zastoupeny z důvodu nespolehlivosti naměřených hodnot.

stanice	Δt_P [ms]
NKCN	138
KOC	—
KVC	—
LAC	—
KAC	79
KRC	180
LBC	192
POC	133
SKC	79
STC	—
VAC	134
ZHC	—
HRED	164
BUBD	135
PLED	125
HRC	—
KOPD	—
POLD	88
HOPD	148
SNED	166
LOUD	180
TRC	135

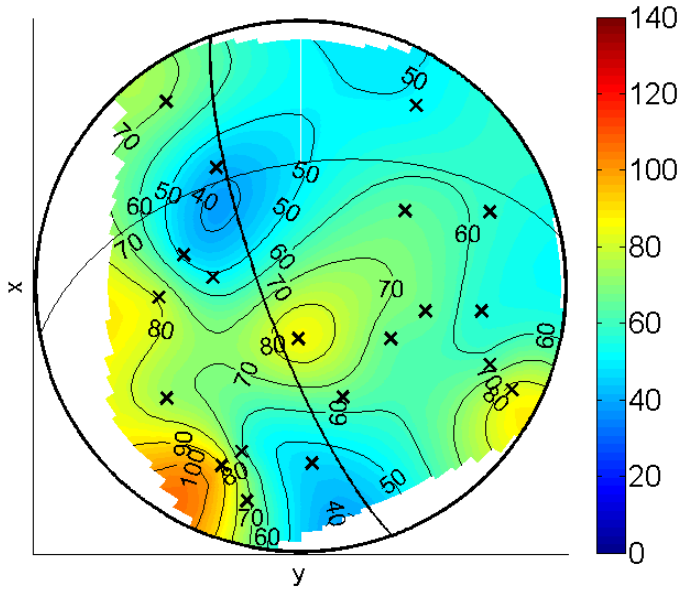
7_X874A (M_L = 2,2)



Obraz 52, tabulka XV. Trvání prvého pulsu velocigramu P vlny zemětřesného jevu 7_X874A (M_L = 2,2). Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

stanice	Δt_v [ms]
NKC	35
KOC	38
KVC	29
LAC	33
KAC	26
KRC	44
LBC	36
POC	28
SKC	40
STC	—
VAC	44
ZHC	28
HRED	42
BUBD	44
PLED	43
HRC	33
KOPD	24
POLD	24
HOPD	39
SNED	41
LOUD	40
TRC	48

7_X874A (M_L = 2,2)

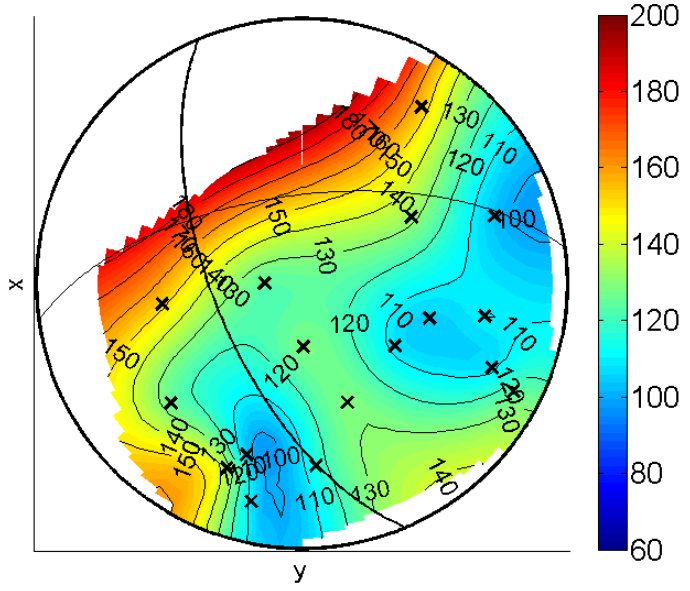


Obraz 53, tabulka XVI. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 7_X874A (M_L = 2,2). Stanice KOPD není zastoupena z důvodu nespolehlivosti naměřené hodnoty. Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

stanice	Δt_P [ms]
NKC	86
KOC	64
KVC	52
LAC	70
KAC	42
KRC	90
LBC	65
POC	46
SKC	65
STC	—
VAC	65
ZHC	51
HRED	79
BUBD	72
PLED	66
HRC	48
KOPD	—
POLD	58
HOPD	56
SNED	62
LOUD	73
TRC	83

Měření Δt_v P vlny pro zemětřesné jevy 6_X6683A a 8_X957A jsem zanechal, protože záznamy rychlosti pohybu spjatého s přímou P vlnou těchto jevů byly příliš komplikované.

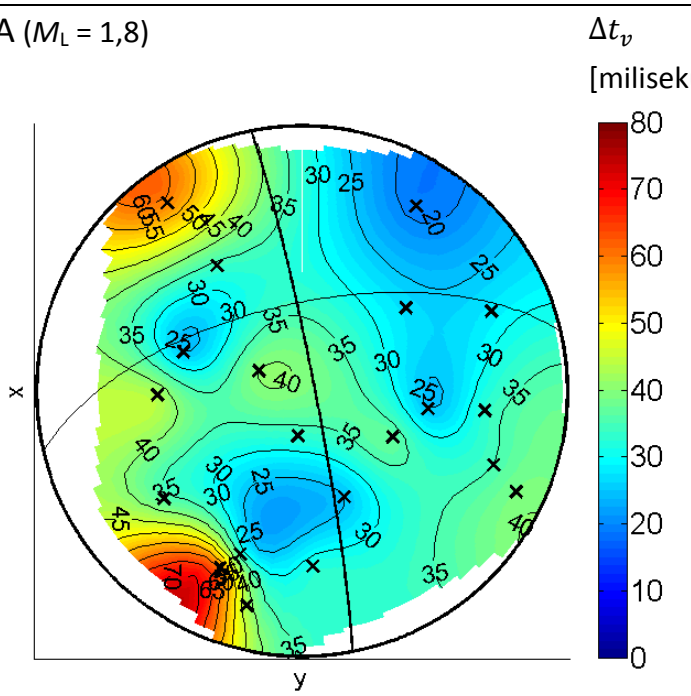
8_X957A (M_L = 2,0)



stanice	Δt_P [ms]
NKC	128
KOC	108
KVC	—
LAC	—
KAC	—
KRC	136
LBC	129
POC	116
SKC	132
STC	—
VAC	108
ZHC	154
HRED	152
BUBD	106
PLED	105
HRC	—
KOPD	124
POLD	103
HOPD	110
SNED	103
LOUD	126
TRC	124

Obraz 54, tabulka XVII. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 8_X957A (M_L = 2,0). Stanice KVC, LAC, KAC a HRC nejsou zastoupeny z důvodu nespolehlivosti naměřených hodnot. Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

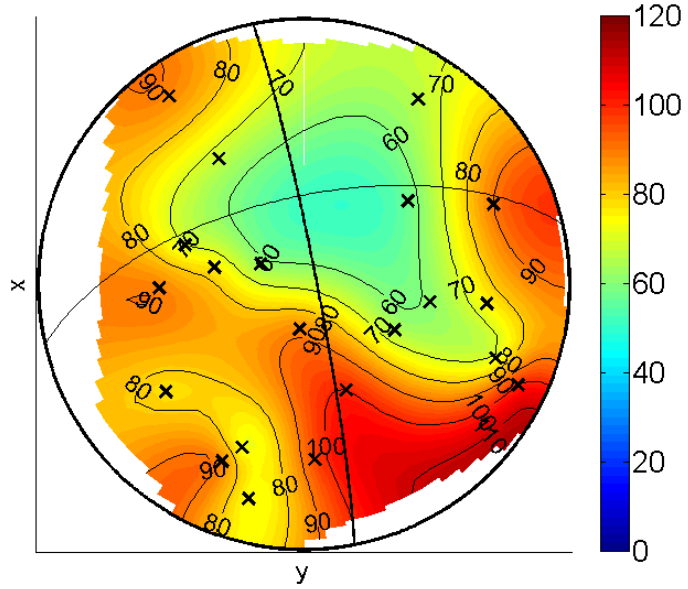
9_X1709A (M_L = 1,8)



Obraz 55, tabulka XVIII. Trvání prvého pulsu velocigramu P vlny zemětřesného jevu 9_X1709A (M_L = 1,8). Stanice KVC není zastoupena, příčinou je nejistota v umístění konce měřeného úseku. Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

stanice	Δt_v [ms]
NKC	33
KOC	35
KVC	—
LAC	59
KAC	34
KRC	60
LBC	25
POC	32
SKC	27
STC	—
VAC	37
ZHC	19
HRED	43
BUBD	42
PLED	25
HRC	25
KOPD	40
POLD	28
HOPD	33
SNED	33
LOUD	36
TRC	39

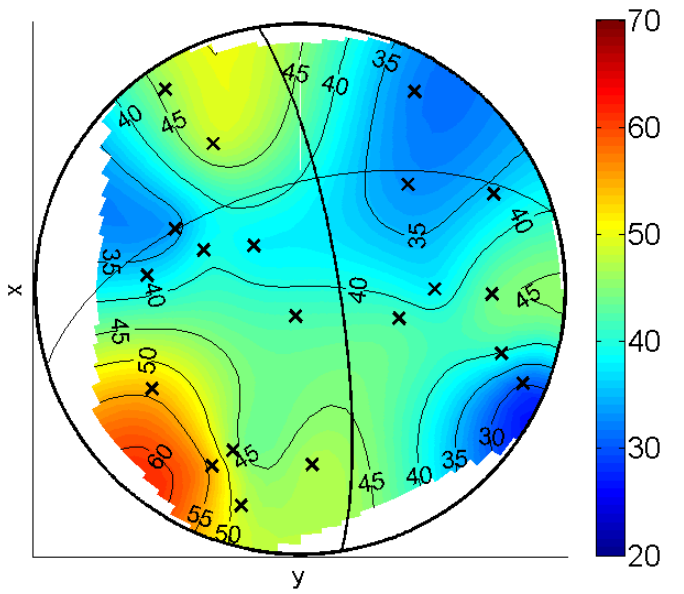
9_X1709A (M_L = 1,8)



Obraz 56, tabulka XIX. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 9_X1709A (M_L = 1,8). Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

stanice	Δt_v [ms]
NKC	88
KOC	71
KVC	76
LAC	88
KAC	67
KRC	88
LBC	100
POC	96
SKC	57
STC	—
VAC	65
ZHC	66
HRED	89
BUBD	73
PLED	61
HRC	70
KOPD	62
POLD	90
HOPD	75
SNED	73
LOUD	78
TRC	100

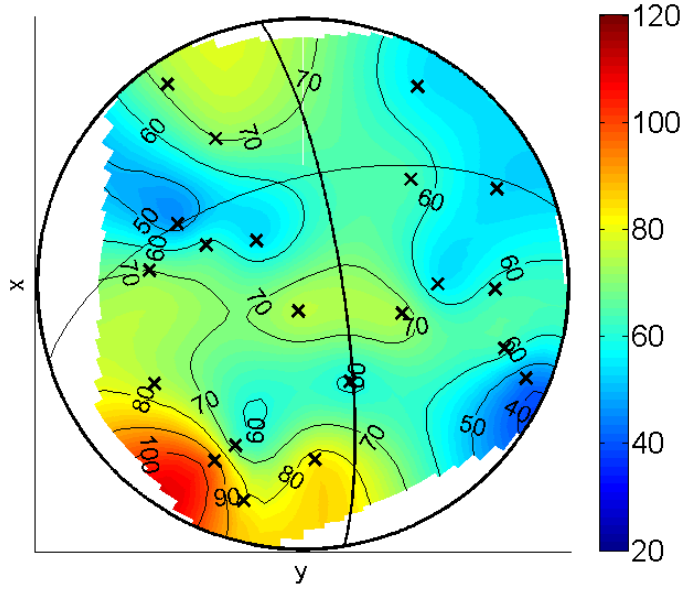
10_X2923A (M_L = 1,6)



Obraz 57, tabulka XX. Trvání prvého pulsu velocigramu P vlny zemětřesného jevu 10_X2923A (M_L = 1,6). Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje. Stanice LBC není zastoupena z důvodu nespolehlivosti naměřené hodnoty.

stanice	Δt_v [ms]
NKC	42
KOC	40
KVC	39
LAC	46
KAC	48
KRC	54
LBC	—
POC	47
SKC	33
STC	—
VAC	42
ZHC	32
HRED	37
BUBD	48
PLED	38
HRC	34
KOPD	38
POLD	36
HOPD	44
SNED	46
LOUD	54
TRC	30

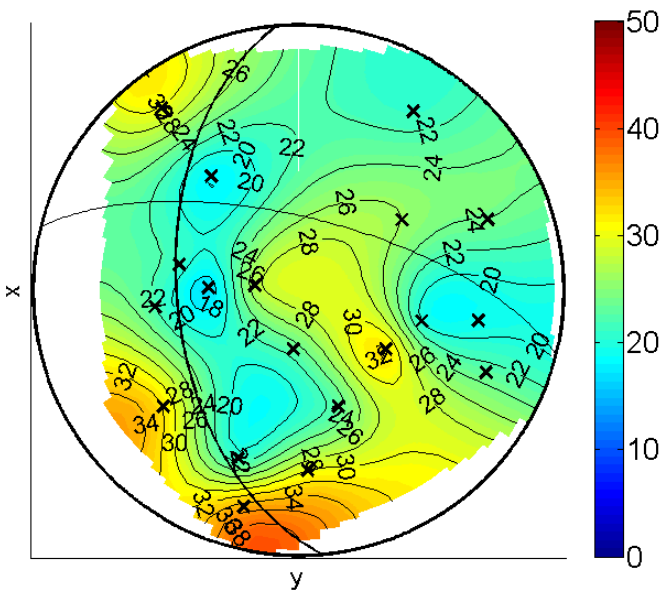
10_X2923A (M_L = 1,6)



Obraz 58, tabulka XXI. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 10_X2923A (M_L = 1,6). Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

stanice	Δt_P [ms]
NKC	75
KOC	63
KVC	62
LAC	72
KAC	70
KRC	93
LBC	59
POC	83
SKC	64
STC	—
VAC	73
ZHC	55
HRED	70
BUBD	82
PLED	55
HRC	47
KOPD	54
POLD	53
HOPD	62
SNED	66
LOUD	75
TRC	44

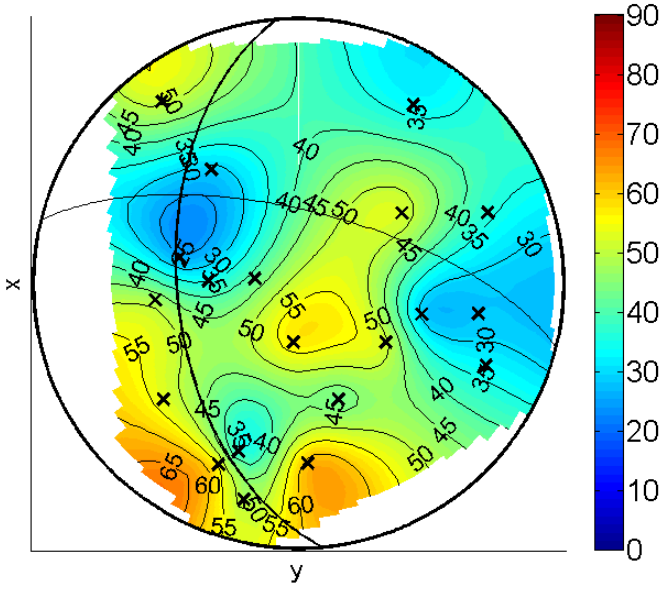
11_X499A (M_L = 1,6)



Obraz 59, tabulka XXII. Trvání prvého pulsu velocigramu P vlny zemětřesného jevu 11_X499A (M_L = 1,6). Stanice KRC není zastoupena z důvodu nejistoty v umístění konce měřeného úseku. Záznamy stanic STC a TRC neexistují.

stanice	Δt_v [ms]
NKC	23
KOC	23
KVC	17
LAC	30
KAC	18
KRC	—
LBC	23
POC	30
SKC	26
STC	—
VAC	32
ZHC	21
HRED	22
BUBD	35
PLED	20
HRC	21
KOPD	27
POLD	24
HOPD	19
SNED	21
LOUD	32
TRC	—

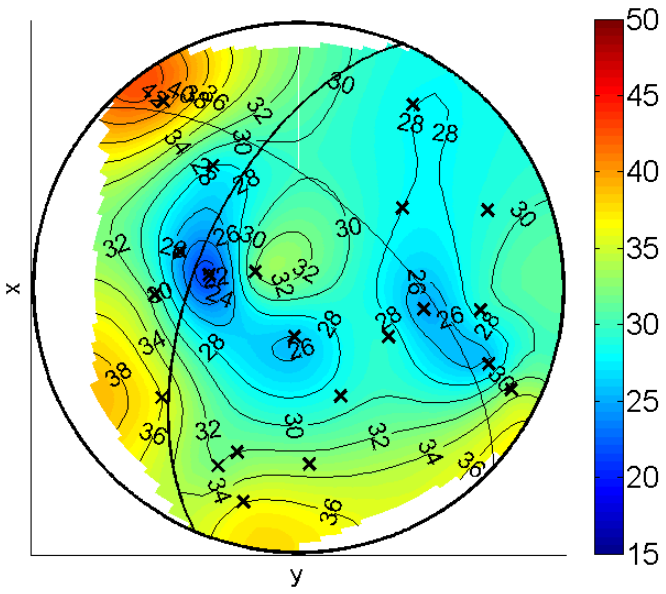
11_X499A (M_L = 1,6)



Obraz 60, tabulka XXIII. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 11_X499A (M_L = 1,6). Záznamy stanic STC a TRC neexistují.

stanice	Δt_P [ms]
NKC	57
KOC	33
KVC	35
LAC	51
KAC	29
KRC	55
LBC	43
POC	62
SKC	52
STC	—
VAC	51
ZHC	33
HRED	48
BUBD	48
PLED	29
HRC	26
KOPD	42
POLD	36
HOPD	28
SNED	36
LOUD	53
TRC	—

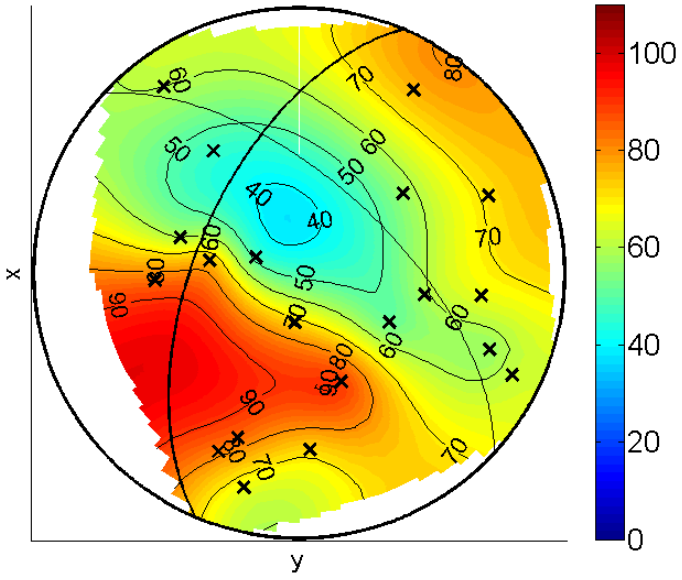
12_X1709A (M_L = 1,6)



stanice	Δt_v [ms]
NKC	26
KOC	26
KVC	21
LAC	41
KAC	28
KRC	32
LBC	29
POC	33
SKC	28
STC	—
VAC	29
ZHC	28
HRED	31
BUBD	36
PLED	25
HRC	25
KOPD	32
POLD	29
HOPD	29
SNED	32
LOUD	36
TRC	33

Obraz 61, tabulka XXIV. Trvání prvého pulsu velocigramu P vlny zemětřesného jevu 12_X1709A (M_L = 1,6). Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

12_X1720A (M_L = 1,6)



stanice	Δt_P [ms]
NKC	72
KOC	57
KVC	75
LAC	60
KAC	46
KRC	82
LBC	89
POC	72
SKC	57
STC	—
VAC	52
ZHC	76
HRED	84
BUBD	66
PLED	59
HRC	60
KOPD	48
POLD	71
HOPD	66
SNED	84
LOUD	—
TRC	62

Obraz 62, tabulka XXV. Trvání prvého pulsu posunutí spjatého s P vlnou zemětřesného jevu 12_X1720A (M_L = 1,6). Stanice LOUD není zastoupena z důvodu nespolehlivosti naměřené hodnoty. Záznam stanice STC pravděpodobně neexistuje.

7 Diskuse k mapám

K hledání modelu šíření zemětřesné trhliny a jeho orientace postačuje znát, do jaké části ohniskové sféry byly vyzářeny kratší pulsy a do jaké části ohniskové sféry byly vyzářeny delší pulsy. Z tohoto důvodu budu při popisování map Δt používat slovo vzor, budu-li mít na mysli pouze trendy Δt a nikoli hodnoty Δt v absolutním pojetí.

7.1 Podobnost mezi mapou Δt_v a mapou Δt_P

Podobnost mezi vzorem mapy Δt_v a vzorem mapy Δt_P téhož zemětřesného jevu jsem odhadoval. Má zjištění jsou přehledně shrnuta v tabulce XXVI:

Mapa Δt_v a mapa Δt_P téhož zemětřesného jevu vykazují	zemětřesné jevy
téměř totožný vzor	1_X5488A, 10_X2923A
vysokou podobnost vzorů	3_X1590D, 4_X5101A a 5_X4619A
nízkou podobnost vzorů	2_X1466A, 7_X874A, 9_X1709A, 11_X499A a 12_X1720A

Tabulka XXVI: Podobnost mezi dvěma mapami Δt pro tentýž zemětřesný jev.

V množině deseti zemětřesných jevů, pro něž jsem měl mapu Δt_v a zároveň mapu Δt_P, se nevyskytl takový, pro nějž by si mapa Δt_v a mapa Δt_P byly ve vzoru naprosto nepodobné.

7.2 Opakující se znaky map

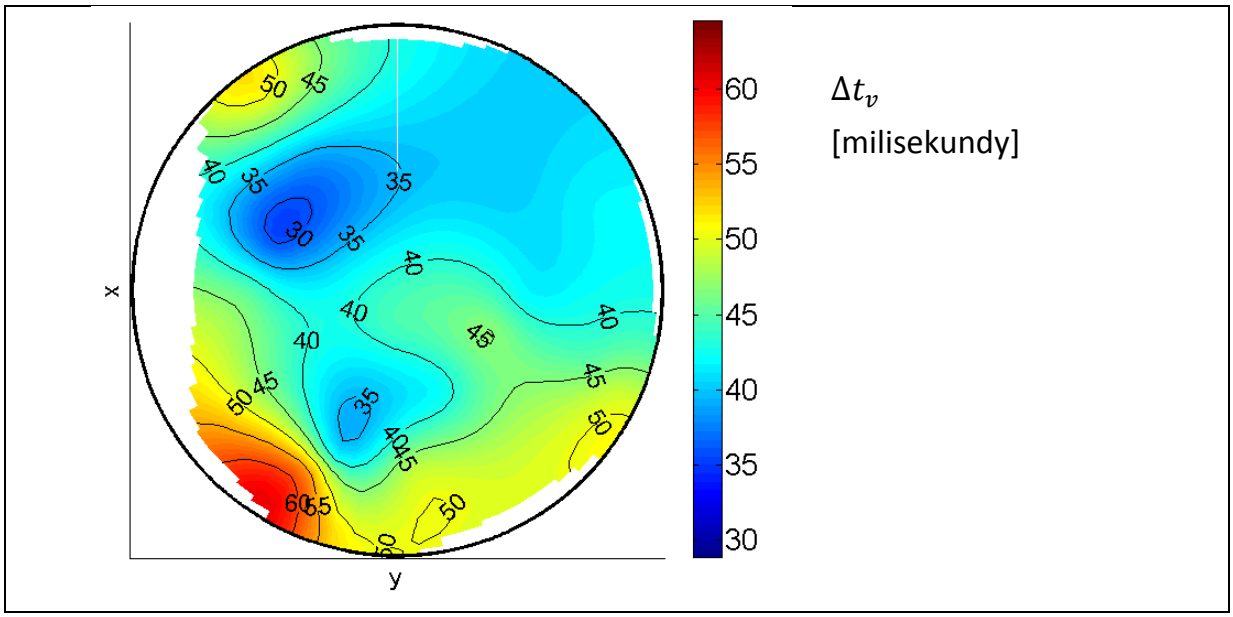
Znaky vyskytující se na větším počtu map:

- Průsečík nodálních čar je součástí oblasti nízkých hodnot (téměř všechny mapy: 1V, 1P, 2V, 2P, 3V, 3P, 4V, 4P, 5V, 7V, 7P, 9V, 9P, 11V, 11P, 12V, 12P).

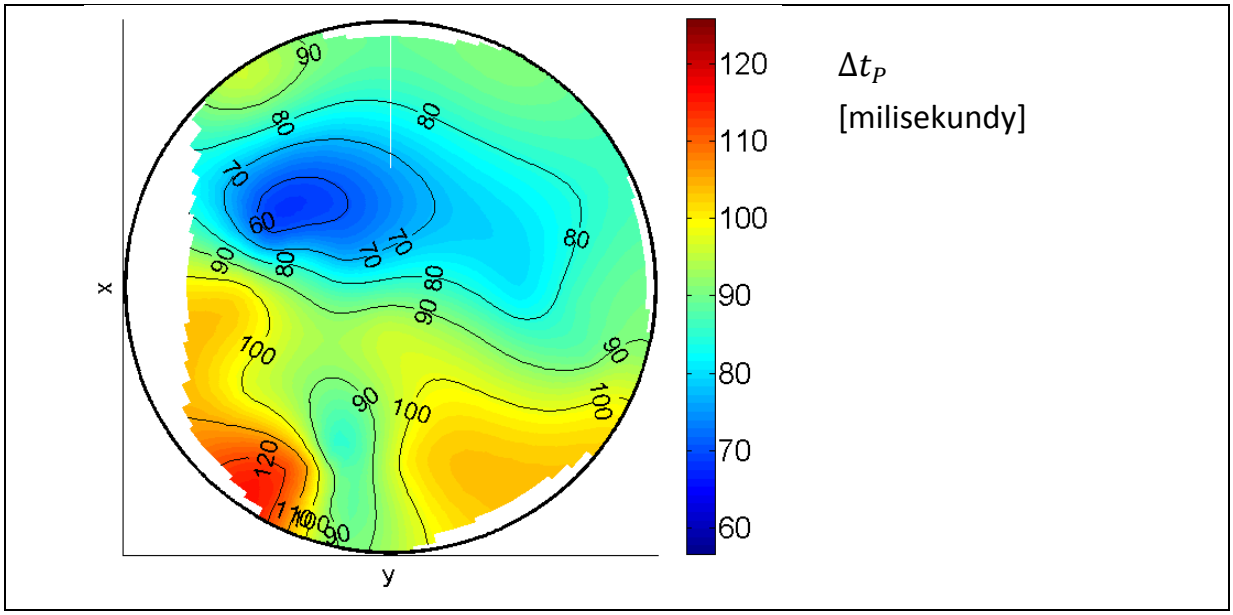
- Globální minimum je v místech průsečíku nodálních čar (přinejmenším 1V, 1P, 2P, 7P, 9p, 11P, 12P).
- Lokální minima leží obvykle na nodálních čarách.
- Průměrné Δt v jižní polovině horní ohniskové hemisféry je nižší než průměrné Δt v severní polovině horní ohniskové hemisféry nebo průměrné Δt v jižní polovině horní ohniskové hemisféry je zhruba rovné průměrnému Δt v severní polovině horní ohniskové hemisféry (všechny mapy kromě 6P).
- U jižního okraje projekčního grafu je lokální maximum dané alespoň jednou z nejjižnějších stanic LAC a ZHC (všechny mapy kromě mapy 7V, pro niž to neplatí, a kromě map 6P a 8P, pro něž to nelze poznat).
- Oblast se stanicemi NKC, LBC a VAC je lokálním maximem.
- Poblíž západního okraje projekčního grafu je lokální minimum podložené hodnotami stanic HOPD, KOC, PLED. Toto lokální minimum je ze severozápadu omezené lokálním maximem podloženým stanicí TRC (nejvýznamněji je tento znak vyvinut na mapách 2V, 5V, 5P, 9P, 12V).
- U severovýchodního okraje projekčního grafu je lokální maximum (všechny mapy kromě 5V. Do mapy 5V ale nebyla zahrnuta stanice KRC, která dotyčné maximum obvykle spoluvytváří).
- Mezi stanicemi SNED a BUBD s obvykle nízkou nebo střední hodnotou a stanicí KRC s téměř vždy vysokou hodnotou dochází k enormní změně Δt na malou úhlovou vzdálenost (nejvýznamněji je tento znak vyvinut na mapách 2P, 3V, 4V, 4P, 7P, 9V).

7.3 Typické rozložení trvání prvého pulsu

Typická rozložení Δt přímé P vlny pro studované zemětřesné jevy jsou na obrazech 63 a 64. Mapy na nich nejsou zcela přesné, sčítal jsem naměřená trvání pulsu pro seismické stanice a výsledek na ohniskovou sféru vykreslil pro rozmístění stanic zemětřesného jevu 4_X5101A. Typickou hodnotu seismické stanice jsem vypočetl jako vážený aritmetický průměr hodnot Δt výsledných souborů (tabulky IV—XXV), váhy byly nepřímo úměrné mediánu Δt příslušného zemětřesného jevu.



Obraz 63: Mapa typického trvání prvého pulsu velocigramu přímé P vlny pro 10 z dvanácti studovaných zemětřesných jevů (horní ohnisková hemisféra v azimutální rovnoploché projekci do spodní hemisféry).



Obraz 64: Mapa typického trvání prvého pulsu časové závislosti posunutí spjatého s přímou P vlnou pro 12 studovaných zemětřesných jevů (horní ohnisková hemisféra v azimutální rovnoploché projekci do spodní hemisféry).

Na typických mapách Δt jsou tyto znaky: rozsáhlé minimum v jižní části horní ohniskové hemisféry; vůbec nejnižší hodnoty v okolí stanice HRC; opět zvýšené hodnoty na jižním okraji horní ohniskové hemisféry v okolí stanice LAC; lokální maximum v místech

stanic NKC, LBC a VAC; minimum protažené až k severnímu okraji svrchní ohniskové hemisféry omezené z východu i západu; velký gradient způsobený kontrastem mezi nízkými hodnotami stanic SNED a BUBD a vysokou hodnotou stanice KRC.

8 Interpretace – model zdroje a jeho orientace

8.1 Interpretační postup

Mapy naměřených trvání pulsů jsem interpretoval jako by byly podmíněny ryze směrovostí zemětřesného zdroje. Ostatní faktory, které ovlivňují směrovost vlnového pole, jsem zanedbal.

Předpokládejme tedy, že naměřená trvání pulsů jsou projevem směrovosti zemětřesného zdroje. Za předpokladu, že konečný zemětřesný zdroj je charakterizován jediným náběhovým časem τ_{r}, pak je směrové variabilita trvání pulsů Δt_v a Δt_P podmíněna směrovou variabilitou zdánlivého času trhání τ_{d}.

Model šíření zemětřesné trhliny a jeho orientaci je možno nalézt tehdy, když známe vzor daný rozložením trvání prvého pulsu. Trvání pulsů postačuje znát relativně, bez jednotek. Přímo interpretovat je tudíž možno mapy Δt_P i mapy Δt_v.

Vhodný model a jeho orientaci jsem hledal porovnáním každé mapy Δt s teoretickými rozloženími zdánlivého času trhání tří jednoduchých modelů, jimiž jsou:

- lineární unilaterální model; v = konst., c = konst.
- lineární bilaterální středově souměrný model; v = konst., c = konst.
- kruhový model; v = konst., c = konst.

Hledal jsem mezi těmi orientacemi modelů, jež vyhovují známé orientaci zlomové plochy zemětřesného jevu. Předpokládám, že Vavryčuk (2011a) správně udává pro každý jev, která z nodálních ploch je zlomovou plochou.

Míru podobnosti map Δt s teoretickými rozloženími zdánlivého času trhání jsem stanovoval čistě vizuálně. Nepoužíval žádné matematické postupy. Hleděl jsem na trendy

v rozložení, porovnával jsem vzor. Mapy Δt jsem s teoretickými rozloženími zdánlivého času trhání porovnával jen v těch oblastech ohniskové sféry, které jsou pokryty seismickými stanicemi dostatečně hustě vzhledem ke členitosti naměřeného vzoru.

Cílem interpretačního postupu bylo nalézt:

(i) model šíření trhliny,

(ii) orientaci modelu, to jest směr trhání (pouze pro unilaterální a bilaterální model, orientace modelu kruhové trhliny je dána jednoznačně již samotnou orientací zlomové plochy).

Směr trhání jsem primárně vyjadřoval jako orientovanou úhlovou odchylku ξ směru trhání od horizontální polopřímky, jejíž azimut je roven směru ϕ zlomové plochy. Byl-li interpretovaný směr trhání blízký některému z význačných směrů ohniskového mechanismu (směr skluzu, osa B), pak jsem směr trhání ztotožnil s tímto směrem.

Z orientace zlomové plochy a úhlu ξ jsem vypočetl úhly φ, ϑ sférických souřadnic jednotkového vektoru vyznačujícího směr šíření trhliny: φ … azimut, ϑ … odchylka od dolů mířící svislice.

8.2 Výsledky interpretace

V tabulce je pro každý zemětřesný jev uveden model, jenž nejlépe vyhovuje datům. Pokud žádný z modelů dostatečně nevysvětloval výslednou mapu Δt_v a Δt_P , pak je v poli dlouhá pomlčka. Směr šíření trhliny je popsán dvěma způsoby: (1) Vzhledem k ohniskovému mechanismu úhlem ξ, (2) obecně ve sférických souřadnicích úhly ϕ a θ.

ξ … orientovaná úhlová odchylka směru trhání od horizontální polopřímky, jejíž azimut je roven směru ϕ zlomové plochy, φ … azimut směru trhání, θ … odchylka směru trhání od vzhůru mířící svislice, S … sever, J … jih, Z … západ, V … východ.

Je-li $\xi \in (0°; 180°)$, pak se trhlina šíří do horní ohniskové hemisféry, je-li $\xi \in (-180°; 0°)$, pak se trhlina šíří do spodní ohniskové hemisféry.

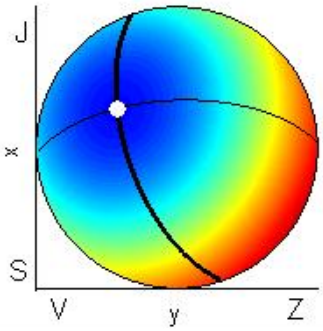
ZEMĚTŘESNÝ JEV		STRIKE	DIP	RAKE	METODIKA	INTERPRETACE		
		[°]	[°]	[°]			φ[°]	θ[°]
1	X5488A	161	61	-32	velocigram	unilaterální trhání přibližně ve směru $\xi = 58°$ (směr osy B, šikmo vzhůru k VJV)	123	42
					záznam posunutí	unilaterální trhání přibližně ve směru $\xi = 58°$ (směr osy B, šikmo vzhůru k VJV)	123	42
2	X1466A	167	70	-27	velocigram	bilaterální trhání přibližně ve směrech $\xi = -27°$ a $\xi = 153°$ (směr skluzu a směr k němu opačný)	177 a 357	115 a 65
					záznam posunutí	unilaterální trhání přibližně ve směru $\xi = 75°$ (směr	115	25

						o 12° odchýlený od osy B, šikmo strmě vzhůru k VJV)		
3	X1590D	165	73	-34	velocigram	unilaterální trhání přibližně ve směru $\xi = 90°$ (strmě vzhůru k VSV)	75	17
					záznam posunutí	bilaterální trhání přibližně ve směrech $\xi = 0°$ a $\xi = 180°$ (horizontálně)	165 a 345	90 a 90
4	X5101A	167	72	-36	velocigram	bilaterální trhání přibližně ve směrech $\xi = -36°$ a $\xi = 144°$ (směr skluzu a směr k němu opačný)	180 a 360	124 a 56
					záznam posunutí	unilaterální trhání přibližně ve směru $\xi = 80°$ (šikmo strmě vzhůru k VJV)	107	21
5	X4619A	189	89	-39	velocigram	—	—	—
					záznam posunutí	bilaterální trhání přibližně ve směrech $\xi = -10°$ (směr odchýlený o 29° od směru skluzu, šikmo mírně dolů k JJZ) a $\xi = 170°$ (šikmo mírně vzhůru k SSV)	194 a 14	99 a 81
6	X6688A	158	63	-36	velocigram	NEZPRACOVÁVÁNO		
					záznam posunutí	unilaterální trhání přibližně ve směru $\xi = -70°$ (šikmo strmě dolů k JJZ)	209	147
7	X874A	160	78	-39	velocigram	—	—	—
					záznam posunutí	—	—	—
8	X957A	157	63	-31	velocigram	NEZPRACOVÁVÁNO		
					záznam posunutí	unilaterální trhání přibližně ve směru $\xi = -135°$ (směr o 14° odchýlený od osy B, šikmo dolů k SZ)	313	129
9	X1709A	349	86	27	velocigram	unilaterální trhání přibližně ve směru $\xi = 100°$ (šikmo	191	11

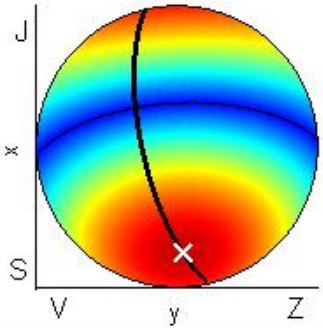
						strmě vzhůru k jihu)		
					záznam posunutí	unilaterální trhání přibližně ve směru $\xi = 117°$ (směr osy B, šikmo vzhůru k jihu)	177	27
10	X2923A	351	78	33	velocigram	—	—	—
					záznam posunutí	—	—	—
11	X499A	175	52	-29	velocigram	—	—	—
					záznam posunutí	—	—	—
12	X1720A	203	58	-34	velocigram	—	—	—
					záznam posunutí	bilaterální trhání přibližně ve směrech $\xi = -34°$ a $\xi = 146°$ (směr skluzu a směr k němu opačný)	223 a 43	118 a 62

Tabulka XXVII: Výsledky interpretace. Záznamem posunutí je v této tabulce nazývána časová závislost posunutí numericky vypočtená ze záznamu rychlosti.

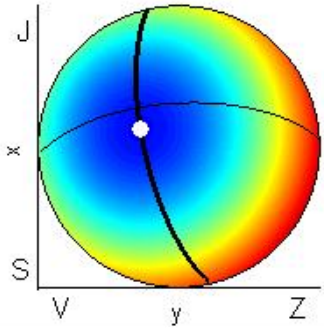
Obrazy 65—77: Rozložení zdánlivého času trhání, jimiž byly vysvětleny mapy naměřených Δt. Horní ohnisková hemisféra v azimutální rovnoploché projekci do spodní hemisféry. Hodnota zdánlivého času trhání je vyjádřena barvou. Pro unilaterální model je směr trhání vyznačen plnou bílou značkou, šířila-li se trhlina do horní ohniskové hemisféry, nebo dutou bílou značkou, šířila-li se trhlina do spodní hemisféry. Pro bilaterální model je bílým $\times$ vyznačen směr postupu té z dvojice front trhání, která postupovala do horní ohniskové hemisféry. Širší z nodálních čar představuje zlomovou plochu. S … sever, J … jih, Z … západ, V … východ, ϕ … směr zlomové plochy (strike), δ … sklon zlomové plochy (dip), ξ … orientovaná úhlová odchylka směru trhání od horizontální polopřímky, jejíž azimut je roven směru ϕ zlomové plochy.



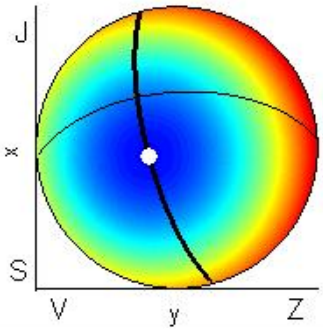
Obraz 65: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byly vysvětleny mapy 1V a 1P (unilaterální model; $\phi = 161°$, $\delta = 61°$, $\xi = 58°$).



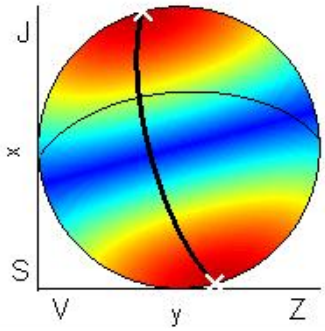
Obraz 66: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 2V (bilaterální model; $\phi = 167°$, $\delta = 70°$, $\xi = -27°$ a $\xi = 153°$).



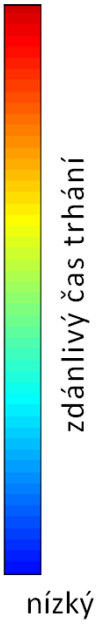
Obraz 67: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 2P (unilaterální model; $\phi = 167°$, $\delta = 70°$, $\xi = 75°$).

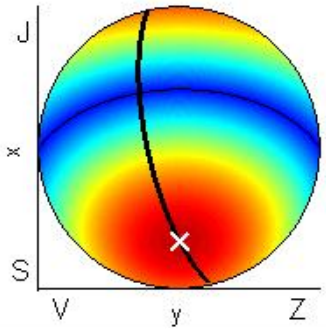


Obraz 68: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 3V (unilaterální model; $\phi = 165°$, $\delta = 73°$, $\xi = 90°$).

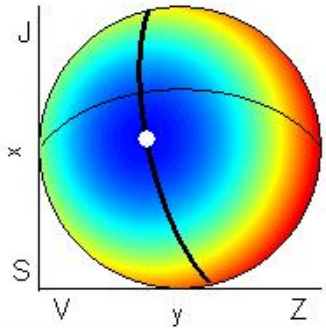


Obraz 69: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 3P (bilaterální model; $\phi = 165°$, $\delta = 73°$, $\xi = 0°$ a $\xi = 180°$).

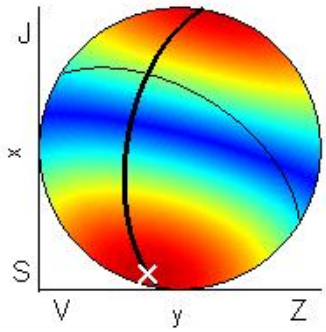




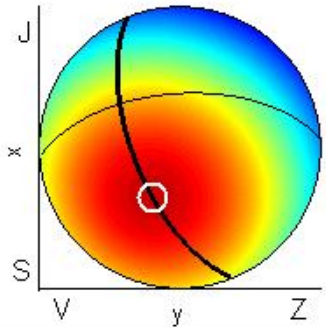
Obraz 70: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 4V (bilaterální model; $\phi = 167°$, $\delta = 72°$, $\xi = -36°$ a $\xi = 144°$).



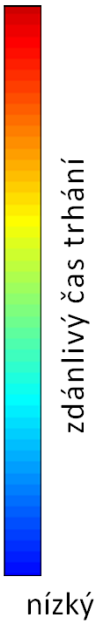
Obraz 71: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 4P (unilaterální model; $\phi = 167°$, $\delta = 72°$, $\xi = 80°$).

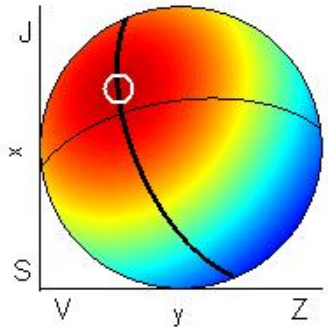


Obraz 72: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 5P (bilaterální model; $\phi = 189°$, $\delta = 59°$, $\xi = -10°$ a $\xi = 170°$).

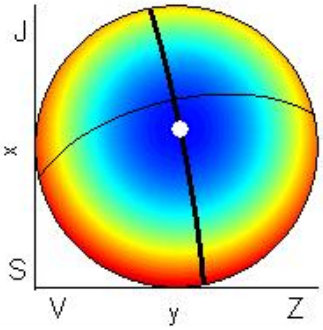


Obraz 73: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 6P (unilaterální model; $\phi = 158°$, $\delta = 63°$, $\xi = -70°$).

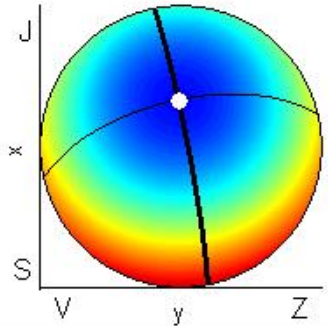




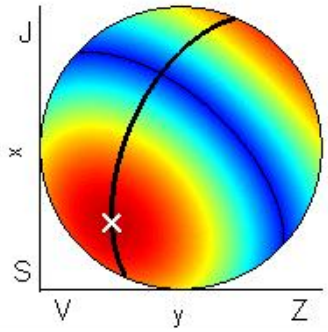
Obraz 74: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 8P (unilaterální model; $\phi = 157°$, $\delta = 63°$, $\xi = -135°$).



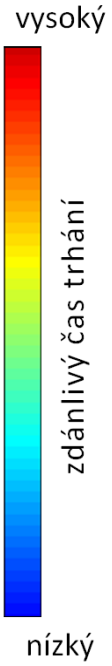
Obraz 75: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 9V (unilaterální model; $\phi = 349°$, $\delta = 86°$, $\xi = 100°$).



Obraz 76: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 9P (unilaterální model; $\phi = 349°$, $\delta = 86°$, $\xi = 117°$).



Obraz 77: Rozložení zdánlivého času trhání, jímž byla vysvětlena mapa 12P (bilaterální model; $\phi = 203°$, $\delta = 58°$, $\xi = -34°$ a $\xi = 146°$).



8.3 Vysvětlitelnost četně se vyskytujících znaků map

V této kapitole (8.3) je pojednáno o interpretovatelnosti těch znaků, které jsou přítomné na větším počtu map. Tato kapitola je odezvou na kapitolu 7.2.

Rozložení zdánlivého času trhání tří uvažovaných modelů jsou hladká a jednoduchá. Viz obrazy 24, 25, 26. Uvažovaným modelům proto zcela odporuje přílišná členitost map naměřených Δt. Lokálně se vyskytující velké změny v Δt probíhající na malé úhlové vzdálenosti (na mnohých z map vyvinuto v okolí stanice KRC či také v okolí stanice TRC) jsou zcela nevysvětlitelné.

Rozložení zdánlivého času trhání všech tří uvažovaných modelů vykazují rovinnou souměrnost podle zlomové plochy. Viz obrazy 20–22, 24–26 a 65–77. Každá asymetrie map vzhledem ke zlomové ploše proto odporuje všem třem uvažovaným modelům.

Lokální minima Δt podél pomocné nodální čáry vyhovují bilaterálnímu modelu orientovanému ve směru skluzu (obrazy 66, 70 a 77). Nelze je vysvětlit unilaterálním ani kruhovým modelem. Lokální minima Δt podél nodální čáry představující zlomovou plochu nelze vysvětlit žádným ze tří uvažovaných modelů.

Globální minimum Δt v průsečíku nodálních čar přesně odpovídá unilaterálnímu trhání ve směru osy B vzhůru (obrazy 65 a 76). Přítomnost průsečíku nodálních čar v oblasti minima Δt, natož pak jeho soumístnost s globálním minimem Δt vyloženě odporuje kruhovému modelu.

8.4 Nejednoznačnost řešení

Nejnižší hodnoty Δt jsou okolo průsečíku nodálních čar a vůbec podél pomocné nodální čáry. Od ní hodnoty Δt rostou na jih i na sever.

Tyto znaky má podstatná část map. Lze je vysvětlit dvěma způsoby, jimiž jsou:

- unilaterální model, trhlina se šíří do horní ohniskové hemisféry ve směru $\xi \in \langle \xi_{\mathrm{uB}} ; 90° \rangle$, kde ξ_{uB} je úhel ξ k té poloose osy B, která míří do horní ohniskové hemisféry, (M1)
- bilaterální model, jedna z front trhání postupuje ve směru $\xi \in \langle \xi_{\mathrm{S}} ; 0° \rangle$, kde (M2)

ξ_S se rovná rake dotyčného zemětřesného jevu, druhá fronta trhání postupuje v opačném směru.

Rozložení zdánlivého času trhání těchto modelů se svými vzory od sebe dost liší. Rozlišujícím znakem při interpretování by měl být především vývoj hodnot Δt podél pomocné nodální čáry (porovnej obrazy 65 a 76 s obrazy 66, 70 a 77).

Mnohé mapy naměřených Δt ale nesou znaky rozložení zdánlivého času trhání obou těchto modelů (M1) a (M2) zároveň. Úloha spočívající v hledání nejvhodnějšího modelu je pro takové mapy nejednoznačná.

Vysokou míru nejednoznačnosti přikládám mapám 2V, 3V, 3P, 4V, 5V, 5P, 9V, 12P. Nejednoznačnosti dávám váhu i pro další mapy, které nejednoznačnost vykazují zdánlivě jen slabě, protože jedno z dvojice řešení (M1) a (M2) je mnohem pravděpodobnější než druhé. Důvodem jsou velké chyby map vzhledem k nejvíce vyhovujícím modelům a fakt, že mapy jako celek obsahují významné vzory, jež zřejmě nejsou podmíněny směrovostí zemětřesného zdroje.

K nejistotě mezi řešeními (M1) a (M2) by s nejvyšší pravděpodobností nedocházelo, kdyby byly do analýzy zahrnuty vzdálenější stanice, k nimž vycházejí seismické paprsky do spodní ohniskové hemisféry.

Poznanou interpretační nejistotu lze zobecnit v tvrzení: Když jsou k dispozici data jen ze stanic, jež jsou všechny na jedné ohniskové hemisféře (horní, spodní, nebo jakékoliv jiné), pak může dojít k interpretační nejistotě mezi unilaterálním trháním směřujícím do stanicemi pokryté ohniskové hemisféry a středově souměrným bilaterálním trháním, jehož fronty trhání postupují ve směrech přibližně kolmých k postupu dotyčné unilaterální fronty trhání.

Jinou interpretační nejistotu vykazují mapy 6P a 8P. V tabulce XXVII jsou sice vysvětleny unilaterálními modely se směrem postupu fronty trhání do spodní ohniskové hemisféry, druhým vyhovujícím řešením jsou bilaterální modely, které jsou s danými unilaterálními modely rovnoběžné. Věc dokládají obrazy 24 a 25 v kapitole 3.2.

8.5 Odlišnost map trvání prvého pulsu od modelových rozložení zdánlivého času trhání

Trvání prvých pulsů časových křivek přímých P vln jsem měřil s maximální pečlivostí. Komplikovaným záznamům jsem věnoval zvýšené úsilí. Výsledné soubory hodnot jsem se snažil vytvořit co nejlépe.

Mapy naměřených Δt jsou mnohem členitější než rozložením zdánlivého času trhání uvažovaných jednoduchých modelů (lineární unilaterální model, lineární středově souměrný bilaterální model, kruhový model). Každá z map by se svým vzorem rozložení zdánlivého času trhání modelu, jímž jsem ji interpretoval, blížila až po radikálním zhlazení.

V následujícím seznamu jsou některé možné příčiny chyb naměřených Δt vzhledem ke zdánlivému času trhání uvažovaných jednoduchých modelů navýšenému o konstantní náběhový čas τ_r:

- Náběhový čas τ_r se významně měnil v průběhu trhání (Madariaga 1976).
- Zemětřesný jev byl složený neboli násobný (Boatwright 1984, Fischer 2005, Seekins a Boatwright 2010). Trvání pulsů jsem měřil tak, abych pokud možno popsal celý zemětřesný jev, v případě že by byl složený. Naměřená trvání pulsů Δt_v, Δt_P jsem interpretoval, jako by zemětřesné jevy byly jednoduché nikoli složené.
- Zemětřesný zdroj nevykazoval žádnou směrovost.
- Skutečný způsob šíření trhliny není možno uspokojivě popsat ani jedním ze tří uvažovaných jednoduchých modelů.
- Zemětřesný zdroj vykonával tahové pohyby (Vavryčuk 2011a).
- Vlnový záznam je ovlivněn prostředím, jímž paprsek prochází od zdroje k seismické stanici (Aki a Richards 2002).
- Seismické stanice nepracují dokonale.
- Metodika měření není dostatečně správná.
- Chyby měření, kterých jsem se mohl dopustit (viz kapitola 8.6).

Příčinou nízkých trvání pulsů podél obou nodálních čar mohou být tahové pohyby v zemětřesném zdroji, které produkují vlnění o vyšších frekvencích než střižné pohyby (Vavryčuk 2011a). Je-li hypotéza tahových pohybů správná, pak by měla interpretace map Δt vycházet přednostně z odečtů z časových závislostí posunutí namísto odečtů ze záznamů

rychlosti a hodnoty stanic v blízkosti nodálních čar by měly mít při interpretování mapy menší váhu než hodnoty ostatních stanic.

8.6 Chyby měření

Tato kapitola je věnována chybám měření. Nezabývám se v ní správností samotné metodiky měření. Neanalyzuji zde například, jak velké chyby v naměřených Δt pochází z toho, že jsem před měřením pulsů seismogramy nijak neopravoval, nebo zda je správné konec měřeného úseku pokládat právě do okamžiku návratu k nulové hodnotě. Ano, podle vědecké logiky by bylo žádoucí předně analyzovat samotnou metodiku. Taková analýza je bohužel z důvodu své složitosti mimo rámec této práce.

8.6.1 Je možno rozpoznat, zda složitost záznamu je podmíněna složeností zemětřesného jevu?

Trvání pulsů jsem měřil tak, abych pokud možno popsal celý zemětřesný jev, v případě že by byl složený. Záznamový projev složenosti zemětřesného zdroje je ale jen stěží možné zcela a spolehlivě oddělit od přeměněných a odražených vln na záznamu (Boatwright 1984). Já jsem takové odlišení prováděl pouhým odhadem, a proto málo spolehlivě. Využíval jsem tato jen zhruba platící pravidla: Poznání, že pro danou stanici je přítomen tentýž znak na záznamech P vln různých zemětřesných jevů, které mají navíc sobě blízká hypocentra, nasvědčuje tomu, že znak na záznamu je přeměněnou či odraženou vlnou (Vavryčuk 2011a). Poznání, že více seismických stanic má záznam daného zemětřesného jevu složitý a zároveň sobě podobný, nasvědčuje, že za složitostí záznamu stojí složitost zdrojového procesu (Vavryčuk 2011a). Viz obraz 38. Tvar časových křivek posunutí na něm (za dvěma vrcholy stejné polarity následují dva vrcholy opačné polarity) budí podezření, že zemětřesný jev 4_X5101A je násobný.

Časová závislost posunutí zobrazuje průběh první časové derivace časové funkce zdroje (Lay a Wallace 1995). Záznam rychlosti má k první časové derivaci časové funkce zdroje méně přímý vztah. Proto je snazší vymezit úsek záznamu odpovídající celému

složenému zemětřesnému jevu na časové křivce posunutí než na časové křivce rychlosti. Proto je snazší odhadnout, zda nepravidelnosti naměřené časové křivky jsou projevem složenosti zemětřesného zdroje, nebo jestli jde o přeměněné či odražené vlny, právě pro časovou závislost posunutí než pro záznam rychlosti. Nebezpečí, že ze záznamu jedné stanice bude změřena jen dílčí fáze zdrojového procesu a ze záznamu jiné stanice bude změřen úsek reprezentující celý složený seismický jev, je tudíž podstatně větší pro měření z velocigramů než pro měření z časových křivek posunutí (tvrzení (V1) v tabulce XXVIII). Nebezpečí nekonzistence hodnot Δt z důvodu zahrnutí pulsů nežádoucích přeměněných či odražených vln do měřeného úseku by bylo tudíž také větší pro měření z velocigramů, kdyby byl záznam významně postižen těmito vlnami už od času příchodu přímé P vlny. Měření ale ukázala, že pro každý záznam je $\Delta t_v < \Delta t_P$. Domnívám se proto, že úsek počínající časem příchodu trvající průměrné Δt_v (pro daný zemětřesný jev) je zpravidla méně ovlivněn přeměněnými a odraženými vlnami než úsek počínající časem příchodu a trvající průměrné Δt_P (pro stejný zemětřesný jev). Tuto úvahu shrnuji následovně: Na velocigramech je obtížné rozpoznat přeměněné a odražené vlny, v zájmovém úseku však prakticky nejsou. Úsek měřený z časových závislostí posunutí je více ovlivněn přeměněnými a odraženými vlnami, je ale snazší je rozpoznat.

8.6.2 Chyby ve stanoveném čase příchodu

Každá z dvou metod, které jsem používal ke stanovení času příchodu, dává obecně jiný výsledek. Pro ty nejsilnější z vyšetřovaných zemětřesných jevů byl příchod určený metodou prvých odchylných bodů zcela běžně o 8 ms (2 vzorky) před příchodem vyznačeným metodou jednoho obrazového bodu. Pro záznamy s výjimečně nízkou amplitudou šumu před vysokým pulsem P vlny ležel čas příchodu vyznačený metodou odchylných bodů až o 16 ms (4 vzorky) před časem příchodu vyznačeným metodou jednoho obrazového bodu. Pro slabší zemětřesné jevy byly časy příchodu určené oběma metodami zhruba stejné. Z těchto důvodů jsem ze všech záznamů stanovoval čas příchodu jen jednou z metod pro každý zemětřesný jev.

Metody, které jsem používal ke stanovení času příchodu, jsou hodně nedokonalé: Stanovený čas příchodu závisí na amplitudě šumu před prvým pulsem P vlny a na amplitudě

pulsu P vlny. Vliv má tudíž, zda je stanice na ohniskové sféře v blízkosti nodálních čar, nebo daleko od nich. Pro metodu odchylných bodů platí, že stanovený příchod při malé amplitudě šumu je na časové ose před stanoveným příchodem při velké amplitudě šumu. Pro metodu obrazového bodu a dvě vlny jsoucí na různých záznamech a mající shodný skutečný čas příchodu platí, že stanovený příchod vlny o nízké amplitudě je na časové ose zpravidla před stanoveným příchodem vlny o vysoké amplitudě.

Chyby v určených časech příchodu se přenášejí do naměřených Δt. Pro každý seismický záznam je $\Delta t_v < \Delta t_P$. Stejná chyba v určeném času příchodu má proto větší negativní dopad na hodnotu Δt_v než na hodnotu Δt_P téhož záznamu. To je předností měření z časové závislosti posunutí (tvrzení (V6) v tabulce XXVIII). V opačném pojetí, času příchodu je třeba věnovat větší pozornost při měření prvého pulsu velocigramu než při měření prvého pulsu časové závislosti posunutí.

Odečítání z neupraveného velocigramu	**Odečítání z časové závislosti posunutí vypočtené z velocigramu**	
—	Menší hrozba nekonzistence hodnot z důvodu změření úseku reprezentujícího dílčí fázi zdrojového procesu na záznamu jedné stanice a změření úseku reprezentujícího celý složený seismický jev na záznamu jiné stanice.	(V1)
Práce s primárními daty, žádné výpočty.	—	(V2)
—	V časové závislosti posunutí vypočtené postupem uvedeným v kapitole 5.5 nejsou přítomné nežádoucí dlouhoperiodické vlny.	(V3)
Vyšší pravděpodobnost, že zájmový úsek záznamu nebude postižen přítomností nežádoucích přeměněných či odražených vln.	—	(V4)

—	Vyšší pravděpodobnost správného rozlišení přeměněných a odražených vln od projevů složenosti zemětřesného zdroje na záznamu.	(V5)
—	Menší vliv nepřesností v určených časech příchodu na naměřená trvání prvého pulsu.	(V6)

Tabulka XXVIII: Některé výhody každého z použitých postupů. Měřeno bylo trvání prvého pulsu přímé P vlny. Časová závislost posunutí byla vypočtena numerickou integrací zaznamenaného velocigramu, integraci předcházela filtrace pásmovou propustí 1–60 Hz nebo 1–80 Hz. Tvrzení (V4) a (V6) vyplývají z toho, že pro každý záznam je $\Delta t_v < \Delta t_P$ a že oba odměřované úseky Δt_v, Δt_P začínají v čase příchodu přímé P vlny. Tvrzení (V2) je dáno tím, že pro seismickou síť WEBNET jsou primárními daty záznamy rychlosti. Jejich numerickým integrováním nebo derivováním dochází k poklesu správnosti dle zákona šíření chyb.

8.6.3 Postačuje měřit pulsy svislé složky záznamu?

Zabýval jsem se otázkou, zda vycházet pouze ze svislé složky záznamu, která bývala pro přímou P vlnu dominantní, nebo využívat všechny tři složky záznamu. Uvažoval jsem a prováděl zkušební měření, abych zjistil, zda zpřesnění dosažené využitím všech tří složek je natolik podstatné, aby vyvážilo úsilí spjaté s používáním grafu pohybu částice. Dospěl jsem k těmto poznatkům:

- Využíváním všech tří složek záznamu jsem zpřesnil čas, který byl odečten čistě ze svislé složky záznamu, nanejvýš o několik milisekund.
- Hodnota Δt_v je vždy nižší než hodnota Δt_P pro tentýž záznam. Stejná chyba v určení času konce měřeného úseku má proto větší negativní dopad na hodnotu Δt_v než hodnotu Δt_P téhož záznamu.

- Tvar časové křivky posunutí je ovlivněn pásmovou filtrací velocigramu a následným numerickým integrováním. Filtrace má na každý záznam jiný vliv i tehdy, když je na všechny záznamy použit prakticky stejný filtr.
- Měření z časové závislosti posunutí s využitím všech tří složek je procesně velmi složité (filtrace, numerická integrace, použití grafu pohybu částice), v neautomatizovaném provedení tudíž neúnosně pracné.

Na základě těchto argumentů jsem rozhodl, že při měření z neupraveného záznamu rychlosti budu využívat všechny tři složky, pokud to bude možné, zatímco při měření z časových závislostí posunutí budu měřit pouze pulsy jejich svislé složky.

8.6.4 Zhodnocení chyb měření

Chyby ve stanovení konce měřeného úseku pro měření z velocigramů činí při jednoduchém průběhu časové křivky nanejvýš 1 ms. Stanovení časů příchodu je mnohem složitější problém. Domnívám se, že přesnost stanovených časů příchodu je mnohem nižší než přesnost časů konců prvých pulsů, odhaduji, že chyby ve stanovených časech příchodu mohou činit až 10 ms. Zdrojem jasně největších chyb – řádově desítky milisekund, které mohou být v naměřených Δt_v, jsou nekonzistentně určené časy konce měřeného úseku pro složité záznamy, pro něž bylo obvykle stanoveno více variant konce měřeného úseku.

Chyby ve stanovení konce měřeného úseku pro měření z časových závislostí posunutí jsou při jednoduchém průběhu časové křivky v řádu milisekund. Zhruba stejné nebo jen o málo větší jsou pravděpodobně chyby ve stanovení času příchodu, odhaduji, že mohou dosahovat až 10 ms. Příčinou dominantně největších chyb – řádově desítky milisekund, které mohou být v naměřených Δt_P, jsou nekonzistentně určené časy konce měřeného úseku pro složité záznamy, pro něž bylo obvykle stanoveno více variant konce měřeného úseku.

8.7 Souvislost mezi obtížností měření a interpretovatelností

Odečítání ze záznamů rychlosti pohybu bylo snazší pro slabší z analyzované množiny zemětřesných jevů. Přesto, jeden zemětřesný jev z dvojice, pro niž jsem z důvodu složitosti záznamů nesestavil výslednou mapu Δt_v, náleží k silnějším a jeden ke slabším zemětřesným jevům z množiny vyšetřovaných. Z nesnází při stanovování konce měřeného úseku pramenily problémy s tvorbou co možná nejvíce konzistentního, nejpočetnějšího a zároveň dostatečně spolehlivého souboru hodnot Δt_v. Kupodivu, vypracované mapy Δt_v silnějších jevů jsou interpretovatelné, existuje tedy model, jemuž dobře vyhovují. Na druhou stranu, mapy Δt_v pro slabší zemětřesné jevy obsahují mnoho znaků, které jsou třemi použitými modely nevysvětlitelné.

Odečítání z časových závislostí posunutí bylo snazší pro silnější zemětřesné jevy než pro ty slabší. U slabších zemětřesných jevů bylo jeho výsledkem často více variant. Tím vznikal problém s tvorbou co možná nejvíce konzistentního, nejpočetnějšího a zároveň dostatečně spolehlivého souboru hodnot. Tento poznatek je v souladu s tím, že mapy Δt_P slabších zemětřesných jevů byly hůře interpretovatelné než mapy Δt_P silnějších zemětřesných jevů. Nejistota při stanovování konce měřeného úseku časové závislosti posunutí je ale jistě jen jednou z příčin horší interpretovatelnosti map Δt_P slabších zemětřesných jevů oproti těm silnějším.

9 Závěr

Úspěšně jsem zobrazoval modelová rozložení zdánlivého času trhání na ohniskové sféře. Analyzoval jsem závislost zdánlivého času trhání na parametrech tří modelů zemětřesného zdroje (unilaterální model, souměrný bilaterální model, kruhový model) a poznatky jsem slovně formuloval.

Propracoval a vyzkoušel jsem jednoduchou metodiku měření prvých pulsů seismických vln na záznamech. Naměřená data jsem interpretoval.

Ze záznamů rychlosti jsem dokázal naměřit trvání prvých pulsů přímé P vlny pro deset z dvanácti studovaných zemětřesných jevů. Z časových závislostí posunutí vypočtených z naměřených záznamů rychlosti jsem naměřil trvání prvých pulsů pro všech dvanáct jevů.

Měření prvých pulsů prokázala, že vlnová pole P vln studovaných zemětřesných jevů vykazují výraznou směrovost.

Nízká trvání pulsů byla obvykle zjištěna podél obou nodálních čar. Pravděpodobnou příčinou jsou tahové pohyby v zemětřesném zdroji.

Pro každý z šesti silnějších zemětřesných jevů byl nalezen alespoň jeden vyhovující model zemětřesného zdroje. Třem z dvanácti zemětřesných jevů nevyhovuje žádný ze tří v této práci používaných jednoduchých modelů (unilaterální model, souměrný bilaterální model, kruhový model).

Devět z dvanácti vyšetřovaných zemětřesných jevů jsem vysvětlil unilaterálním nebo bilaterálním modelem. Žádná z celkem 22 výsledných map trvání prvého pulsu nevyhovuje modelu kruhové trhliny.

Sedm z dvanácti vyšetřovaných zemětřesných jevů jsem vysvětlil alespoň jedním z těchto dvou řešení:

(a) unilaterální model, trhlina se šíří do horní ohniskové hemisféry ve směru osy B nebo až proti sklonu zlomové plochy;

(b) souměrný bilaterální model, jedna z dvojice front trhání postupuje ve směru skluzu nebo až horizontálně, druhá fronta trhání opačným směrem.

Dva zemětřesné jevy, jejichž mapám trvání prvého pulsu nejlépe vyhovují unilaterální modely se směrem postupu fronty trhání do spodní ohniskové hemisféry, mají složité záznamy rychlosti pohybu.

Pokud jsou k dispozici jen data stanic, jež jsou všechny na jedné ohniskové hemisféře, pak může dojít k interpretační nejistotě mezi unilaterálním modelem a středově souměrným bilaterálním modelem, jež jsou na sebe přibližně kolmé.

Kontaktní údaje na autora diplomové práce jsou uvedeny za seznamem použité literatury.

10 Literatura

Aki K. a Richards P. G. (2002): Quantitative seismology. Second edition. University Science Books, Sausalito, 700 stran.

Ben-Menahem A. (1961): Radiation of seismic surface-waves from finite moving sources. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **51**(3), 401–435.

Ben-Menahem A. (1962): Radiation of seismic body waves from a finite moving source in the Earth. *Journal of Geophysical Research*, **67**(1), 345–350.

Boatwright J. (1984): The effect of rupture complexity on estimates of source size. *Journal of Geophysical Research*, **89**(B2), 1132–1146.

Boatwright J. (2007): The persistence of directivity in small earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **97**(6), 1850–1861.

Cesca S., Heimann S., Dahm T. (2011): Rapid directivity detection by azimuthal amplitude spectra inversion. *Journal of Seismology*, **15**(1), 147–164. Získáno z <http://www.springerlink.com> 22. 5. 2011.

Chung W.-Y. a Kanamori H. (1980): Variation of seismic source parameters and stress drops within a descending slab and its implications in plate mechanics. *Physics of The Earth and Planetary Interiors*, **23**(2), 134–159. Získáno z <http://www.gps.caltech.edu/uploads/File/People/kanamori/HKpepi80c.pdf> 22. 5. 2011.

Douglas A., Hudson J. A., Pearce R. G. (1988): Directivity and the Doppler effect. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **78**(3), 1367–1372.

Fischer T. (2005): Modelling of multiple events using empirical Green's functions: method, application to swarm earthquakes and implications for their rupture propagation. *Geophysical Journal International*, **163**, 991–1005.

Fischer T. a Hampl F. (1997): SeisBase – principles of a program and database for routine analysis of data from local seismic networks. *Acta Montana*, *A*, **11**(104), 15–34.

Fischer T. a Horálek J. (2003): Space-time distribution of earthquake swarms in the principal focal zone of the NW Bohemia/Vogtland seismoactive region: period 1985–2001. *Journal of Geodynamics*, **35**(1-2), 125–144.

Fischer T., Horálek J., Michálek J., Boušková A. (2010): The 2008 West Bohemia earthquake swarm in the light of the WEBNET network. *Journal of Seismology*, **14**(4), 665–682. Získáno z <http://www.springerlink.com> 4. 12. 2010.

Frez J., Nava F. A., Acosta J. (2010): Source rupture plane determination from directivity Doppler effect for small earthquakes recorded by local networks. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **100**(1), 289–297.

Lay T. a Wallace T. C. (1995): Modern global seismology. Academic Press, San Diego, 521 stran.

Lin T. W., Hwang R. D., Ma K. F., Tsai Y. B. (2006): Simultaneous determination of earthquake source parameters using far-field P waves: focal mechanism, seismic moment, rupture length and rupture velocity. *Terrestrial Atmospheric and Oceanic Sciences*, **17**(3), 463–487. Získáno z <http://tao.cgu.org.tw/pdf/v173p463.pdf> 22. 5. 2011.

Madariaga R. (1976): Dynamics of an expanding circular fault. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **66**(3), 639–666. Získáno z <http://www.bssaonline.org> 3. 6. 2011.

Madariaga R. (2007): Seismic source theory. In: Treatise on Geophysics, Elsevier, Amsterdam, 4.02, 59–82. Získáno z <http://www.elsevierdirect.com/brochures/geophysics/PDFs/00061.pdf> 29. 6. 2012.

Málek J., Janský J., Horálek J. (2000): Layered Velocity Models of the Western Bohemia Region. *Studia Geophysica et Geodaetica*, **44**(4), 475–490.

Málek J., Horálek J., Janský J. (2005): One-dimensional qP-wave velocity model of the upper crust for the West Bohemia/Vogtland earthquake swarm region. *Studia Geophysica et Geodaetica*, **49**(4), 501-524.

McGuire J. J. (2004): Estimating finite source properties of small earthquake ruptures. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **94**(2), 377–393. Získáno z <http://www.bssaonline.org> 3. 6. 2011.

Polák J. (2000): Přehled středoškolské matematiky. Prometheus, Praha, 608 stran.

Seekins L. C. a Boatwright J. (2010): Rupture directivity of moderate earthquakes in Northern California. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **100**(3), 1107–1119.

Shearer P. M. (2009): Introduction to seismology. Second edition. Cambridge University Press, New York, 396 stran.

Tan Y. a Helmberger D. (2010): Rupture directivity characteristics of the 2003 Big Bear sequence. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **100**(3), 1089–1106.

Vavryčuk V. (2011a): Detection of high-frequency tensile vibrations of a fault during shear rupturing: observations from the 2008 West Bohemia swarm. *Geophysical Journal International*, **186**, 1404–1414.

Vavryčuk V. (2011b): Principal earthquakes: Theory and observations from the 2008 West Bohemia swarm. *Earth and Planetary Science Letters*, **305**(3-4), 290–296.

Kontaktní údaje na autora diplomové práce:

Jméno a příjmení: Vojtěch Lávička.

Trvalé bydliště: Zahradní 1032, Nové Strašecí.

Telefonní čísla: +420 733 220 317,
+420 313 574 080.

Emailové adresy: lavicka@natur.cuni.cz,
vojtech.lavicka@natur.cuni.cz,
huayango@centrum.cz .