Univerzita Komenského v Bratislave
Fakulta matematiky, fyziky a informatiky

Numerické modelovanie seizmického pohybu metódou konečných diferencií pre vybrané kánonické modely lokálnych štruktúr

Diplomová práca

Bratislava 2014 Bc. Svetlana Stripajová

1160 Fyzika

Fyzika Zeme a planét

Fakulta matematiky fyziky a informatiky

Univerzita Komenského v Bratislave

Numerické modelovanie seizmického pohybu metódou konečných diferencií pre vybrané kánonické modely lokálnych štruktúr

(Diplomová práca)

Bc. Svetlana Stripajová

Vedúci práce: doc. Mgr. Jozef Kristek, PhD.

Bratislava 2014

83882653

Univerzita Komenského v Bratislave
Fakulta matematiky, fyziky a informatiky

ZADANIE ZÁVEREČNEJ PRÁCE

Meno a priezvisko študenta:	Bc. Svetlana Stripajová
Študijný program:	fyzika Zeme a planét (Jednoodborové štúdium, magisterský II. st., denná forma)
Študijný odbor:	4.1.1. fyzika
Typ záverečnej práce:	diplomová
Jazyk záverečnej práce:	slovenský

Názov: Numerické modelovanie seizmického pohybu metódou konečných diferencií pre vybrané kanonické modely lokálnych štruktúr

Cieľ: Pripraviť výpočtové sieťové modely pre triedu fyzikálnych modelov vybraných kanonických štruktúr relevantných pre typické záujmové lokálne povrchové sedimentárne štruktúry, na ktorých možno očakávať anomálne seizmické pohyby. Vykonať numerické simulácie seizmického pohybu pre zostavené modely. Identifikovať kľúčové parametre modelu z hľadiska súboru záujmových charakteristík seizmického pohybu.

Vedúci:	doc. Mgr. Jozef Kristek, PhD.
Katedra:	FMFI.KAFZM - Katedra astronómie, fyziky Zeme a meteorológie
Vedúci katedry:	prof. RNDr. Peter Moczo, DrSc.
Dátum zadania:	28.11.2012

Dátum schválenia: 28.11.2012

prof. RNDr. Peter Moczo, DrSc.
garant študijného programu

....
študent

....
vedúci práce

Čestné prehlásenie

Čestne prehlasujem, že som túto diplomovú prácu vypracovala samostatne s použitím citovaných zdrojov.

....

Bc. Svetlana Stripajová

Poďakovanie

Na tomto mieste by som chcela poďakovať predovšetkým doc. Mgr. Jozefovi Kristekovi, PhD. za jeho ochotu, veľkú dávku trpezlivosti a cenné rady počas vypracovávania diplomovej práce. Ďakujem prof. RNDr. Petrovi Moczovi, DrSc. za konzultácie, vytvorenie tvorivého prostredia a za možnosť podieľať sa na riešení úloh projektu NERA.

Veľká vďaka patrí aj mojej maminke za neustálu podporu a Anete a Zuzke, bez ktorých by bolo všetko náročnejšie.

Abstrakt

Autor:	Bc. Svetlana Stripajová
Názov práce:	Numerické modelovanie seizmického pohybu metódou konečných diferencií pre vybrané kánonické modely lokálnych štruktúr
Škola:	Univerzita Komenského v Bratislave
Fakulta:	Fakulta matematiky, fyziky a informatiky
Katedra:	Katedra astronómie, fyziky Zeme a meteorológie
Vedúci práce:	doc. Mgr. Jozef Kristek, PhD.
Miesto:	Bratislava
Rok:	2014
Počet strán:	68
Druh záverečnej práce:	Diplomová práca

Diplomová práca je venovaná numerickým simuláciám seizmického pohybu v dvojrozmerne nehomogénnych lokálnych sedimentárnych štruktúrach a ich analýze. Hlavným cieľom analýzy numerických simulácií je identifikovať kľúčové parametre, ktoré zásadne ovplyvňujú zosilnenie seizmického pohybu v dvojrozmernom sedimentárnom údolí s trapezoidálnym prierezom. Seizmický pohyb je kvantifikovaný amplifikačným faktorom (pomer spektier odozvy záujmovej a referenčnej lokality).

Modely trapezoidálneho údolia sú vybrané z veľkého súboru kanonických modelov, ktoré boli definované v rámci riešenia projektu 7RP EU NERA (Network of European Research Infrastructures for Earthquake Risk Assessment and Mitigation).

Na numerické simulácie je použitá metóda konečných diferencií na striedavo usporiadanej sieti, v ktorej sú pohybová rovnica a Hookeov zákon formulované v rýchlostiach a napätiach. Presnosť schémy je druhého rádu v čase a štvrtého rádu v priestore. Vďaka efektívnym materiálovým parametrov je použitá metóda obzvlášť vhodná na simulácie v modeloch s výraznými materiálovými rozhraniami.

Vlnové pole je excitované tromi spôsobmi: vertikálnym dopadom rovinnej P, SV a

SH vlny.

Vzhľadom k nutnosti numericky simulovať seizmický pohyb pre množstvo vybraných modelov, výpočtové parametre sú optimalizované tak, aby pri minimálnych časových a počítačových nárokoch boli vypočítané amplifikačné faktory dostatočne presné.

Po optimalizácii sa zrealizovalo spolu 72 numerických simulácií.

Na analýzu numerických simulácií je použitý aj vysokofrekvenčný amplifikačný faktor ako integrálna veličina. Vysokofrekvenčný amplifikačný faktor je aritmetickým priemerom amplifikačného faktora na zvolenom intervale frekvencií.

Realizované sú porovnania vysokofrekvenčných amplifikačných faktorov a priebehu amplifikačného faktor pre zmenu hĺbky údolia a zmenu uhla sklonu údolia pre dve fixované charakteristické šírky údolia.

Na základe porovnaní sú predbežne identifikované dva kľúčové parametre, ktoré ovplyvňujú zosilnenie seizmického pohybu. 1) Hĺbka je kľúčovým parametrom v strednej časti relatívne úzkych údolí. 2) Uhol sklonu je kľúčovým parametrom pre lokality nad a v blízkosti okraja údolia.

Prítomnosť vnutorného útlmu väčšinou redukuje amplifikačný faktor približne o 50%.

Kľúčové slová: metóda konečných diferencií, modelovanie seizmického pohybu v lokálnych sedimentárnych štruktúrach, amplifikačný faktor, vysokofrekvenčný amplifikačný faktor, spektrum odozvy.

Abstract

Author:	Bc. Svetlana Stripajová
Title:	Numerical modelling of seismic motion by the finite-difference method for selected canonical models of local structures
School:	Comenius University in Bratislava
Faculty:	Faculty of Mathematics, Physics and Informatics
Department:	Department of Astronomy, Physics of the Earth and Meteorology
Supervisor:	doc. Mgr. Jozef Kristek, PhD.
Place:	Bratislava
Year:	2014
Pages:	68
Thesis:	Master's thesis

The Master's thesis aims to numerical simulations of an earthquake ground motion in a two-dimensional (2D) inhomogeneous local sedimentary structures and their analysis. The main goal of the analysis of numerical simulations is to identify the key parameters, which significantly affect the earthquake ground motion amplification in the 2D sediment-filled valley with a trapezoidal cross section. The seismic motion is quantify by an amplification factor (ratio of response spectra for a site of interest and reference site).

The models of the trapezoidal valley are selected from numerous set of canonical models defined in project FP7 EU NERA (Network of European Research Infrastructures for Earthquake Risk Assessment and Mitigation).

The finite-difference method based on the velocity-stress staggered-grid scheme is used for numerical simulations. The scheme is 2$^{\text{nd}}$-order accurate in time and 4$^{\text{th}}$-order accurate in space. Since the effective material parameters are used, the numerical method is especially suitable for simulations in models with sharp material interfaces.

Wavefield is excited by vertically incidence of plane P, SV and SH waves.

Taking into account the need to numerically simulate earthquake ground motion for a large number of selected models, computational parameters are optimized so that the amplification factors be sufficiently accurate at minimal time and computational requirements.

72 numerical simulations were performed based on the optimization.

A high-frequency amplification factor is also used for analysis of numerical simulation. The high-frequency amplification factor is an arithmetic mean of the amplification factor for a specified frequency range.

The high-frequency amplification factors and shapes of amplification factors are compared for varying depth of the valley and angle of the valley slope for two fixed characteristic valley widths.

Based on the comparisons, two key parameters were identified, which affect the earthquake ground motion amplification. 1) The depth is the key parameter for a central part of relatively narrow valley. 2) The angle of the valley slope is the key parameter for sites atop and near the valley edge.

Presence of intrinsic attenuation in most cases reduces the values of the amplification factor by approximately 50%.

Key words: finite-difference method, numerical modelling of the earthquake ground motion in local sedimentary structures, amplification factor, high-frequency amplification factor, response spectrum.

Predhovor

V posledných desaťročiach sa hustota osídlenia Zeme výrazne zväčšila a vývoj industrializácie napreduje veľkou rýchlosťou. Prírodné javy, ktoré postihujú Zem, preto spôsobujú omnoho väčšie katastrofy. Takýmto javom je aj zemetrasenie, ktoré prichádza nečakane a tým sa škody násobia. Seizmický pohyb na danej lokalite ovplyvňuje viacero faktorov a jedným z nich je aj lokálna geologická štruktúra, ktorá môže výrazne meniť charakteristiky seizmického pohybu. Môže spôsobiť zosilnenie seizmického pohybu a predĺženie jeho časového trvania, tzv. lokálne efekty.

Predikcia seizmického pohybu na záujmových lokalitách je preto dôležitou súčasťou analýzy seizmického ohrozenia. Jedným z hlavných nástrojov predikcie seizmického pohybu je numerické modelovanie.

Na analýzu zásadných vlnových javov v sedimentárnych povrchových štruktúrach využívame numerické modelovanie seizmického pohybu v kánonických modeloch. Vďaka pokroku vo výpočtovej technike je v súčasnosti možné vykonávať numerické simulácie pre veľký súbor kánonických modelov. Na základe analýzy simulácií je možné navrhnúť a identifikovať kľúčové parametre modelu, ktoré najviac ovplyvňujú seizmické pohyb.

Takýto cieľ má aj medzinárodný projekt 7RP EU NERA (Network of European Reasearch Infrastructures for Earthquake Risk Assessment and Mitigation). Projekt NERA je infraštruktúrny projekt, ktorý spája kľúčové vedecké infraštruktúry v Európe zaoberajúce sa monitoringom zemetrasení a seizmickým ohrozením a rizikom.

V rámci spoločných výskumných aktivít sa aj špičkový tím Univerzity Komenského v Bratislave pod vedením profesora Mocza podieľa na riešení pracovných úloh JRA1/WP11: Waveform modeling and site coefficients for basin response and topography. Úlohou tohto tímu sú 2D numerické simulácie seizmického pohybu v kánonických sedimentárnych údoliach. Výsledky simulácií majú pomôcť pri identifikácii kľúčových parametrov ovplyvňujúcich zosilnenie seizmického pohybu.

Táto diplomová práca nadväzuje na úlohy bratislavského tímu v projekte NERA. Okrem výberu modelov a vykonaní samotných numerických simulácií práca ukazuje aj možný metodologický postup pri identifikovaní kľúčových parametrov ovplyvňujúcich zosilnenie seizmického pohybu.

Obsah

Zoznam obrázkov

Zoznam tabuliek

Úvod

Tektonické zemetrasenie je jedným z najzaujímavejších prírodných javov. Zemetrasenie môže spôsobiť straty na životoch a veľké materiálne škody. Prekvapivo, veľká časť svetovej populácie obýva miesta s vysokou seizmickou aktivitou. Svetové veľkomestá často ležia v blízkosti seizmoaktívnych zlomov alebo na povrchu údolí a bazénov vyplnených sedimentmi. Tieto dva aspekty polohy veľkých miest zvyšujú seizmické ohrozenie a následne seizmické riziko. Zložité vlnové javy v sedimentárnych údoliach a bazénoch môžu spôsobiť zosilnenie a predĺženie časového trvania seizmického pohybu, tzv. lokálne efekty.

Lokálne efekty často spôsobujú najväčšie škody a môžu nastať aj pri stredne silných zemetraseniach (z hľadiska momentového magnitúda a uvoľnenej energie). Anomálne hodnoty seizmických charakteristík na frekvenciách, ktoré sú blízke vlastným frekvenciám budov, môžu viesť k ich poškodeniu alebo úplnému zničeniu. Preto je predikcia seizmického pohybu ďalších možných zemetrasení nevyhnutná, bez ohľadu na to, či vieme predpovedať kedy zemetrasenie nastane. V záujmových oblastiach je to nesmierne dôležité pre dizajnovanie nových budov a zodolňovanie už existujúcich.

Northridge, Kalifornia, USA (M_w = 6,7; 17. január, 1994), Kobe, Japonsko (M_w = 6,8; 17. január, 1995), Darfield (M_w = 7,1; 4. september, 2010) a Christchurch (M_w = 6,9; 22. február, 2011) na Novom Zélande sú príkladmi zemetrasení, ktoré nepatrili medzi najsilnejšie, ale kvôli vzniknutým lokálnym efektom spôsobili rekordné ekonomické straty. Zemetrasenie Michoacan, Mexiko z 19. septembra 1985 spôsobilo obrovské škody v hlavnom meste Mexika, hoci jeho epicentrum bolo vzdialené viac ako 350 km. Väčšina hlavného mesta leží na nekonsolidovaných jazerných sedimentoch a umelo navrstvenej zemi (veľmi mäkké sedimenty). Devastačné účinky spomenutých zemetrasení podčiarkujú dôležitosť predikcie seizmického pohybu na povrchu sedimentárnych geologických štruktúr a zahrnutie lokálnych efektov pri analýze seizmického ohrozenia.

Vyššie spomenuté fakty prispeli k vytváraniu a financovaniu nových projektov, ktoré realizujú expertné pracovné skupiny venujúce sa problematike zemetrasení. Projekt NERA (Network of European Reasearch Infrastructures for Earthquake Risk Assessment and Mitigation), ktorý zastrešuje Európska komisia, spája Európskej vedecké infraštruktúry pre monitorovanie zemetrasení a odhad seizmického ohrozenia a rizika.

V rámci projektu NERA je pracovná skupina JRA1/WP11: Waveform modeling and site coefficients for basin response and topography, ktorú vedie doktor Pierre-Yves Bard (ISTerre). Hlavným cieľom pracovnej skupiny je navrhnúť fyzikálne konzistentný, ekonomicky akceptovateľný a dostatočne jednoduchý model, ktorý by zahrnul vhodný popis efektov lokálnych povrchových štruktúr do stavebných štandardov budov.

V diplomovej práci realizujeme numerické simulácie seizmického pohybu v kánonických modeloch lokálnych povrchových štruktúr. Našim cieľom je, na základe analýzy amplifikačných faktorov, identifikácia kľúčových parametrov, ktoré ovplyvňujú zosilnenie seizmického pohybu v trapezoidálnom sedimentárnom údolí. Týmto sa podieľame na riešení úloh, ktoré boli zadané projektom NERA.

V prvej kapitole diplomovej práce je uvedený prehľad metód numerického modelovania s dôrazom na metódu konečných diferencií. Kapitola obsahuje prehľad charakteristík seizmického pohybu. Pozornosť sme venovali predikcii seizmického pohybu a jej vývoju v priebehu posledných desaťročí.

Druhá kapitola formuluje ciele diplomovej práce.

Prvá časť tretej kapitoly je venovaná stručnému popisu metódy konečných diferencií, ktorú používame pri realizácií numerických simulácií seizmického pohybu. V druhej časti sú uvedené metódy analýzy numerických simulácií.

V štvrtej kapitole sú charakterizované výpočtové modely z hľadiska geometrie a reológie sedimentárneho údolia a podložia. Ďalej je uvedená časová funkcia zdroja a rozmiestnenie prijímačov v modeli.

V piatej kapitole je uvedené prečo a akým spôsobom sme hľadali optimálne výpočtové parametre, a konečný výber výpočtových parametrov a modelov.

V šiestej kapitole sú prezentované výsledky analýzy numerických simulácií a na základe porovnania amplifikačných faktorov sú identifikované kľúčové parametre ovplyvňujúce zosilnenie seizmického pohybu.

V poslednej, siedmej kapitole, sú zhrnuté závery diplomovej práce.

Kapitola 1

Súčasný stav problematiky

1.1 Metódy numerického modelovania seizmického pohybu

Nezastupiteľnú úlohu v predikcii a výskume seizmického pohybu má numerické modelovanie. Počas posledných desaťročí boli vyvinuté mnohé numerické metódy, ale ani jedna z nich nie je univerzálne použiteľná. Numerickú metódu vyberáme podľa typu úlohy, ktorú potrebujeme vyriešiť. Na základe diskretizácie problému delíme metódy na hraničné, doménové a hybridné (napr. Moczo et al. 2007a).

Hraničné metódy, ako napríklad metóda diskrétnych vlnových čísiel (Bouchon 1981) alebo metóda hraničných prvkov (napr. Bouchon a Sánchez-Sesma 2007), sú veľmi presné, avšak použiteľné iba v prípade jednoduchých modelov prostredia.

Medzi najznámejšie doménové metódy okrem iných patria metóda konečných diferencií (napr. Boore 1970, 1972; Moczo et al. 2007a,b, 2014), metóda konečných prvkov (napr. Lysmer a Drake 1972; Serón et al. 1989; Bielak et al. 2003; Yoshimura et al. 2003; Reddy 2006), metóda spektrálnych prvkov (napr. Komatitsch a Tromp 1989; Chaljub et al. 2007), Fourierova pseudospektrálna metóda (napr. Reshef et al. 1988) a ADER-DG metóda (Arbitrary high order DERivative - Discontinuous Galerkin, napr. Käser a Dumbser 2006; Dumbser a Käser 2006; Käser et al. 2007; de la Puente et al. 2007; Dumbser et al. 2007). Robustnejšie doménové metódy umožňujú simulovať seizmický pohyb v relatívne zložitých 3D nehomogénnych modeloch povrchových geologických štruktúr, avšak sú vo všeobecnosti menej presné ako hraničné metódy. V súčasnosti je jednou z najčastejšie používaných metód v seizmológii metóda konečných diferencií najmä vďaka svojej robustnosti a jednoduchej implementácii. Predstavuje rozumnú rovnováhu medzi presnosťou a výpočtovou efektívnosťou. Porovnanie metódy konečných diferencií s inými metódami je dobre spracované v prácach Takenaka et al. (1998) a Mizutani et al. (2000).

Hybridné metódy kombinujú dve alebo viaceré metódy, čím sa snažia eliminovať nevýhody jednotlivých metód. Hybridné metódy napríklad používajú jednu metódu na vyriešenie závislosti od jednej premennej a inú metódu na vyriešenie závislosti od ostatných premenných (napr. Alexeev a Mikhailenko 1980). Iným variantom je použitie jednej metódy na jednu časť výpočtovej oblasti a druhú metódu na zvyšnú výpočtovú oblasť (napr. Zahradník a Moczo 1996; Moczo et al. 1997; Galis et al. 2008).

1.2 Charakteristiky seizmického pohybu

Pri popise zložitého seizmického pohybu povrchu Zeme používame súbor charakteristík, ktoré kompaktne a kvantitatívne reprezentujú tento pohyb. Charakteristiky seizmického pohybu delíme na charakteristiky v časovej oblasti a frekvenčnej oblasti. Špeciálny význam majú spektrá odozvy, ktoré charakterizujú interakciu podložia s budovou.

Seizmické prístroje zaznamenávajú časové histórie posunutia, rýchlosti alebo zrýchlenia. Namiesto časových histórií používame tieto integrálne charakteristiky:

- *špičkové zrýchlenie, rýchlosť* a *posunutie*

$$\mathrm{PGA}\,(\vec{x}) \;=\; \max[\,|\,a\,(\vec{x},\,t)\,|\,] \tag{1.1}$$

$$\mathrm{PGV}\,(\vec{x}) \;=\; \max[\,|\,v\,(\vec{x},\,t)\,|\,] \tag{1.2}$$

$$\mathrm{PGD}\,(\vec{x}) \;=\; \max[\,|\,u\,(\vec{x},\,t)\,|\,] \tag{1.3}$$

  pričom $a\,(\vec{x},\,t)$ je záznam zrýchlenia, $v\,(\vec{x},\,t)$ rýchlosti a $u\,(\vec{x},\,t)$ posunutia;

- *Ariasova intenzita*

$$I_a\,(\vec{x}) \;=\; \frac{\pi}{2g}\int_0^\infty a^2(\vec{x},t)\,dt \tag{1.4}$$

  pričom g je gravitačné zrýchlenie;

- *kumulatívna absolútna rýchlosť*

$$\mathrm{CAV}\,(\vec{x}) \;=\; \int_0^\infty |a(\vec{x},t)|\,dt \tag{1.5}$$

- *trvanie silných pohybov pôdy*, definované ako časový interval, počas ktorého dochádza k prekročeniu danej hodnoty zrýchlenia

$$T_d\,(\vec{x}) \;=\; t\,(\vec{x};0,95) \;-\; t\,(\vec{x};0,05) \tag{1.6}$$

  kde $t\,(\vec{x};0,05)$ je prvý a $t\,(\vec{x};0,95)$ posledný čas, kedy je hodnota zrýchlenia väčšia resp. rovná 5% PGA;

- *stredné kvadratické zrýchlenie*

$$\mathrm{RMS}\,(\vec{x}) \;=\; \frac{0,9}{T_d\,(\vec{x})}\sqrt{\int_0^{\infty} a^2(\vec{x},t)\,dt} \tag{1.7}$$

- *maximálne diferenciálne zrýchlenie*

$$\mathrm{PDA}\,(\vec{x}) \;=\; \max_t \frac{\partial\, a\,(\vec{x},t)}{\partial\, x_i} \tag{1.8}$$

  kde $i \;\in\; \{1,\,2,\,3\}$.

Medzi charakteristiky vo frekvenčnej oblasti patria amplitúdové a fázové Fourierove spektrá zrýchlenia, rýchlosti a posunutia, ktoré udávajú frekvenčný obsah zaznamenaného časového signálu.

Spektrum odozvy pre daný časový priebeh seizmického signálu je definované ako závislosť maximálneho zrýchlenia (rýchlosti, posunutia) systému lineárnych harmonických oscilátorov s jedným stupňom voľnosti od vlastnej frekvencie a útlmu. Keď $a\,(t)$ je zrýchlenie pohybu pôdy a $\frac{\mathrm{d}^2\,\xi\,(t)}{\mathrm{d}t^2}$ je relatívne zrýchlenie hmoty oscilátora voči povrchu Zeme, potom pre absolútne zrýchlenie hmoty oscilátora $\frac{\mathrm{d}^2\,\eta\,(t)}{\mathrm{d}t^2}$ s vlastnou uhlovou frekvenciou ω_n platí

$$\frac{\mathrm{d}^2\,\eta\,(t)}{\mathrm{d}t^2} \;=\; a\,(t) \;+\; \frac{\mathrm{d}^2\,\xi\,(t)}{\mathrm{d}t^2} \tag{1.9}$$

Potom spektrá odozvy definujeme ako funkcie frekvencie ω_n a parametra c, ktorý je tlmiacim pomerom oscilátora:

- *spektrum odozvy v relatívnom posunutí*

$$\mathrm{SD}\,(\omega_n,\,c) \;=\; \left|\xi\,(t;\,\omega_n,\,c)\right|_{\max} \tag{1.10}$$

- *spektrum odozvy v relatívnej rýchlosti*

$$\mathrm{SV}\,(\omega_n,\,c) \;=\; \left|\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t}\xi\,(t;\,\omega_n,\,c)\right|_{\max} \tag{1.11}$$

- *spektrum odozvy v absolútnom zrýchlení*

$$\mathrm{SA}\,(\omega_n,\,c) \;=\; \left|\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\,t^2}\eta\,(t;\,\omega_n,\,c)\right|_{\max} \tag{1.12}$$

- *spektrum odozvy v zdanlivej rýchlosti*

$$\mathrm{PSV}(\,\omega_n,\,c) \;=\; \omega_n\,\mathrm{SD}(\omega_\mathrm{n},\,\mathrm{c}) \tag{1.13}$$

- *spektrum odozvy v zdanlivom zrýchlení*

$$\mathrm{PSA}\,(\omega_n,\, c) \;=\; \omega_n^2\,\mathrm{SD}(\omega_\mathrm{n},\, \mathrm{c}) \tag{1.14}$$

Pri analýze seizmického ohrozenia sa najčastejšie používa spektrum odozvy v zdanlivom zrýchlení. Podrobnejšie sú popísané jednotlivé charakteristiky napr. v práci Kramer (1996).

Amplifikačný faktor je pomer spektra odozvy záznamu z danej lokality a spektra odozvy vstupného signálu. Kvantifikuje zmenu spektra odozvy na danej lokalite v závislosti od frekvencie. Ako vstupný signál sa vyberajú reálne akcelerogramy. Amplifikačný faktor ξ-tej zložky i-teho reálneho akcelerogramu $AF_{\xi,\,i}\,(f)$ vypočítame nasledovne:

$$AF_{\xi,\,i}\,(f) \;=\; \frac{\mathcal{R}\,s_{\xi,\,i}\,(f)}{\mathcal{R}\,a_{\xi,\,i}\,(f)} \tag{1.15}$$

pričom $\xi \;\in\; \{x,\, y,\, z\}$, $\mathcal{R}\,s_{\xi,\,i}\,(f)$ je spektrum odozvy z danej lokality a $\mathcal{R}\,a_{\xi,\,i}\,(f)$ je spektrum odozvy vstupného signálu. Potom pre súbor n reálnych akcelerogramov definujeme priemerný amplifikačný faktor ξ-tej zložky i-eho akcelerogramu $\overline{AF}_{\xi,\,i}\,(f)$

$$\overline{AF}_{\xi}\,(f) \;=\; \sqrt[n]{\prod_{i=1}^{n} AF_{\xi,\,i}\,(f)} \tag{1.16}$$

a štandardnú odchýlku určíme nasledovne:

$$\sigma_{\log\,AF} \;=\; \frac{\sqrt{\sum\limits_{i=1}^{n}\left[\log\,AF_{\xi,i}\,(f) - \log\,\overline{AF}_{\xi}\,(f)\right]^2}}{n-1} \tag{1.17}$$

Ďalšími integrálnymi charakteristikami sú *nízkofrekvenčný F_v* a *vysokofrekvenčný F_a amplifikačný faktor*, ktoré vypočítame ako aritmetický priemer amplifikačného faktora na zvolenom frekvenčnom intervale. Priemerný nízkofrekvenčný resp. vysokofrekvenčný amplifikačný faktor ξ-tej zložky i-teho akcelerogramu $\overline{F}_{\xi\,\zeta,\,i}\,(f)$ pre súbor n reálnych akcelerogramov vypočítame podľa vzťahu

$$\overline{F}_{\xi\,\zeta,\,i}\,(f) \;=\; \sqrt[n]{\prod_{i=1}^{n} F_{\xi\,\zeta,\,i}\,(f)} \tag{1.18}$$

pričom $\zeta \;\in\; \{a,\, v\}$ a $\xi \;\in\; \{x,\, y,\, z\}$. Štandardnú odchýlku počítame analogicky so vzťahom (1.17).

1.3 Predikcia seizmického pohybu v sedimentárnych údoliach

Veľká časť svetovej populácie žije v mestách, ktoré sú postavené na povrchu sedimentárnych údolí. Pri seizmickom pohybe pozorujeme v sedimentárnych údoliach lokálne efekty. Z historických záznamov vieme že práve lokálne efekty hrali významnú úlohu napríklad pri zemetraseniach Michoacan, Mexiko 1985 (napr. Anderson et al. 1986; Campillo et al. 1988, 1989; Bard et al. 1988; Chávez-García a Bard 1989), Northridge 1994 (napr. Scrivner a Helmberger 1999), Kobe 1995 (napr. Kawase 1996; Pitarka et al. 1998), Christchurch 2010, 2011 (napr. Cubrinovski a Green 2010; Bradley a Cubrinovski 2011; Bradley 2012), Tohoku 2011, Japonsko (napr. Kawase 2011).

Seizmický pohyb lokálnych povrchových štruktúr bol predmetom mnohých štúdií. V tejto podkapitole uvedieme príklady prác, ktoré sa venujú danému problému.

Aki a Larner (1970) vytvorili praktickú metódu skúmania rozptylu dopadajúcej SH vlny z polpriestoru na nepravidelnom rozhraní. Aki a Larner uvádzajú, že metódu je možné použiť pri štúdiu tvaru Mohorovičičovej diskontinuity alebo seizmického pohybu v mäkkých povrchových vrstvách rôznych tvarov. Pri svojom výskume okrem dovtedy známych poznatkov pozorovali efekty laterálnej interferencie.

Medzi prvé teoretické štúdie seizmickej odozvy sedimentmi vyplnených údolí patria Trifunac (1971) a Wong a Trifunac (1974). Analytickým riešením 2D problému vyšetrovali charakter seizmického pohybu v a v okolí semi-cylindrických a semi-eliptických aluviálnych údoliach v prípade dopadu rovinnej SH vlny. Tieto modely kvantitatívne vysvetľovali vibračné charakteristiky dlhých a hlbokých aluviálnych údolí. Bard a Bouchon (1980a,b) porovnávali seizmogramy vypočítané rôznymi metódami na povrchu nespevnených sedimentárnych bazénov v prípade dopadu SH a P-SV vĺn. Porovnávali výsledky Aki-Larnerovej metódy, metódy konečných diferencií, konečných prvkov a asymptotickej lúčovej metódy. Uvažovali rôzne geometrické a reologické parametre údolia. Dospeli k záveru, že ak uvažujeme SH prípad, vysoká hodnota kontrastu rýchlostí medzi sedimentmi a podložím spôsobuje časové predĺženie seizmického pohybu. V prípade nízkej hodnoty kontrastu rýchlostí, seizmické vlny môžu generovať kmitavý pohyb na vonkajších stranách údolia. Pri dopade P a SV vlny v prípade pozdĺžneho šírenia Rayleighových vĺn môže dochádzať k laterálnej rezonancii, avšak častejšie v plytkejších údoliach.

Pozorovania experimentálnych výsledkov sú spracované v prácach King a Tucker (1984) a Tucker a King (1984). King a Tucker pozorovali závislosť seizmickej odozvy od frekvencie, polohy v rámci údolia, azimutu, uhla dopadu a od typu dopadajúcej vlny. Zistili, že odozva teoretického modelu vrstvy na polpriestore predikuje iba priemerné správanie stredu údolia nie jeho okrajov. Rezonančnú frekvenciu ovplyvňujú sedimenty v celom údolí, nielen vertikálny stĺpec pod daným miestom. Tucker a King skúmali odozvu dvoch sedimentárnych údolí s rôznou geometriou a reologickými vlastnosťami. Dospeli k záveru, že pozorované zosilnenie nie je v dôsledku rezonancie sedimentov.

2D rezonancia sedimentárnych údolí bola rozpracovaná v práci Bard a Bouchon (1985), ktorej dôležitým záverom bolo, že pre potreby inžinierov 2D rezonancia a zosilnené hodnoty seizmických charakteristík sú výrazné odlišné od 1D odhadov. Túto tému ďalej rozvíjajú napr. Bard a Gariel (1986), Moczo et al. (1995, 1996), Rial a Ling (1992), Rial et al. (1991, 1992).

Spomenuté štúdie sa zaoberali 1D alebo 2D kánonickými prípadmi lokálnych povrchových štruktúr, ktoré avšak vo väčšine prípadov nie sú postačujúce pre komplexný popis realistických sedimentárnych údolí. Preto bol a je potrebný rozvoj numerických metód modelovania pre reálne 3D heterogénne modely prostredia.

Verifikácia správnosti numerického modelovania v prípade reálnych 3D modelov prostredia je zložitou úlohou, lebo neexistuje referenčné riešenie. Medzinárodné organizácie International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior (IASPEI) a International Association for Earthquake Engineering (IAEE) spolu vytvorili pracovnú skupinu ESG (Effects of Surface Geology). ESG skupina navrhla niekoľko testovacích lokalít po celom svete, na ktorých sa realizovali numerické simulácie a sledovali ich možnosti predikcie seizmického pohybu. Vybrané boli tieto lokality: údolie Turkey Flat, Kalifornia, USA; údolie Ashigara Valley, oblasť mesta Kobe, Japonsko; údolie pri meste Grenoble, Francúzsko a oblasť južnej Kalifornie, USA.

ESG doteraz organizovala štyri konferencie, na ktorých boli prezentované výsledky experimentov na vybraných testovacích lokalitách. Na sympóziu v Odaware, Japonsko, 1992 boli prezentované výsledky experimentov pre lokality Turky Flat a Ashigara Valley. Sympózium Yokohama, Japonsko, 1998 sa zameralo na porovnanie metód predikcie seizmického pohybu a výsledkov simulácií zemetrasenia Kobe, 1995. ESG 2006, Grenoble, Francúzsko bolo zamerané na oblasť s miernou úrovňou seizmickej aktivity. Predikčný experiment sa orientoval na zistenie úrovne znalostí na predpovedaní lokálnych efektov pomocou rôznych metód (Chaljub et al. 2006). Výsledkom ESG 2006 je aj komparatívna štúdia rôznych metód numerického modelovania Chaljub et al. (2010). Posledné sympózium v Santa Barbare, USA, 2011 sa sútredilo na rôznu evaluáciu predikčných experimentov, ktoré boli dovtedy urobené.

Projekt E2VP (Euroseistest Verification and Validation Project), ktorý organizujú a financujú CEA (Commissariat à l'énergie atomique, Cadarache, France) a ILL (Institut Laue Langevin, Grenoble, France), pokračuje v úsilí ESG 2006. Úlohou projektu je vyhodnocovanie presnosti a spoľahlivosti existujúcich metód používaných na numerické modelovanie resp. predikciu seizmického pohybu na reálnych lokalitách. Ako testovacia lokalita bol vybraný Mygdónsky bazén v Grécku.

Kapitola 2

Ciele diplomovej práce

- Vybrať súbor kánonických modelov, na ktorých budeme identifikovať parametre ovplyvňujúce zosilnenie seizmického pohybu.
- Vykonať numerické simulácie šírenia seizmických vĺn pre vertikálny dopad rovinnej P, SV a SH vlny vo vybraných modeloch.
- Vypočítať amplifikačný faktor seizmického pohybu na povrchu sedimentárneho údolia.
- Na základe amplifikačného faktora identifikovať kľúčové parametre, ktoré najviac ovplyvňujú zosilnenie seizmického pohybu v trapezoidálnom sedimentárnom údolí v homogénnom polpriestore.

Kapitola 3

Metódy riešenia úlohy

3.1 Numerické simulácie - metóda konečných diferencií

2D numerické simulácie seizmického pohybu sú realizované programom k 2DFD_VS, ktorý je implementovaný jazykom Fortran95. Výpočtový algoritmus je založený na konečno-diferenčnej schéme s presnosťou druhého rádu v čase a štvrtého rádu v priestore. Pohybová rovnica a Hookeov zákon sú formulované v rýchlostiach a napätiach striedavo usporiadanej siete. Konečno-diferenčná schéma je explicitná a heterogénna na karteziánskej spojitej priestorovej sieti. Pri metóde konečných diferencií prostredie aj vlnové pole reprezentujeme diskrétnymi hodnotami časovo-priestorovej siete. Explicitná schéma pre výpočet rýchlosti v priestorovom bode je dosiahnutá diskrétnou aproximáciou pohybovej rovnice a Hookeovho zákona formulovaných v rýchlostiach a napätiach.

Metóda, ktorú používame v diplomovej práci rozpracovali profesor Moczo a docent Kristek a ich kolegovia v týchto prácach Moczo et al. (2000, 2002, 2004, 2007a,b, 2011, 2014), Kristek et al. (2002, 2009, 2010), Kristek a Moczo (2003), Moczo a Kristek (2005).

V nasledujúcej časti popíšeme numerickú metódu pre 2D simulácie.

3.1.1 Výpočtová oblasť a sieť

Výpočtovou oblasťou je pravouhlý rovnobežník. Jeho horizontálna horná strana reprezentuje rovinný voľný povrch. Dve vertikálne a spodná strana reprezentujú neodrážajúce hranice.

Výpočtová oblasť je pokrytá spojitou striedavo usporiadanou karteziánskou sieťou so sieťovým krokom h. Viac detailov je uvedených napr. v práci Moczo et al. (2014).

3.1.2 Model prostredia a pohybová rovnica

Uvažujeme dve reológie prostredia - elastickú a viskoelastickú. Mechanický model dokonale elastického pevného materiálu, v ktorom napätie je lineárne závislé od deformácie, reprezentuje Hookeove teleso. Hookeove teleso je dokonale elastická pružina zanedbateľnej hmotnosti. Jediným materiálovým parametrom je časovo-nezávislý elastický modul M [Pa]. Viskoelastické prostredie modelujeme zovšeobecneným Maxwellovým telesom (GMB-EK), ktoré definovali Emmerich a Korn (1987). GMB-EK tvorí N paralelne spojených Maxwellových telies, ku ktorým je ešte paralelne pripojené jedno Hookeovo teleso. Každé z Maxwellových telies je charakterizované svojou relaxačnou frekvenciou ω_l a anelastickým koeficientom Y_l. Pre vhodne zvolené relaxačné frekvencie je možné pomocou GMB-EK aproximovať na konečnom frekvenčnom intervale ľubovoľnú závislosť faktora kvality Q od frekvencie ω. GMB-EK je ekvivalentné zovšeobecnenému Zenerovmu telesu (GZB), čo dokázali vo svojej práci Moczo a Kristek (2005). Podrobný popis reologických modelov je napríklad v prácach Moczo a Kristek (2005) a Moczo et al. (2014).

Pre pohybovú rovnicu kontinua formulovanú v rýchlosti a napätí platí

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + f_i \tag{3.1}$$

Konštitučný vzťah pre izotropné, elastické prostredie je

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial t} = \kappa \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \left(\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right) \tag{3.2}$$

a pre viskoelastické prostredie

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_{ij} &= \kappa \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \left(\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right) \\ &- \sum_{l=1}^{n} \left[Y_l^{\kappa} \kappa \xi_l^{kk} \delta_{ij} + 2 Y_l^{\mu} \mu \left(\xi_l^{ij} - \tfrac{1}{3} \xi_l^{kk} \delta_{ij} \right) \right] \end{aligned} \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \xi_l^{ij} + \omega_l \xi_l^{ij} = \omega_l \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_{ij} \qquad l = 1, ..., N \tag{3.4}$$

pričom v karteziánskej súradnicovej sústave $(x_1,\, x_2,\, x_3)$, $\rho\,(x_i)$, kde $i \in \{1\,, 2\,, 3\}$, je hustota, $\kappa\,(x_i)$ nerelaxovaný (elastický) objemový a $\mu\,(x_i)$ strižný modul. $Y_l^{\kappa}\,(x_i)$ a $Y_l^{\mu}\,(x_i)$ sú anelastické koeficienty, $\vec{v}\,(x_i,\, t)$ je vektor rýchlosti, t čas, $\vec{f}\,(x_i,\, t)$ hustota objemových síl. $\sigma_{ij}\,(x_k,\, t)$ a $\varepsilon_{ij}\,(x_k,\, t)$, kde $i,\, j,\, k \in \{1\,, 2\,, 3\}$, sú tenzory napätia a deformácie. $\xi_l^{ij}\,(x_k,\, t)$ sú materiálovo-nezávislé anelastické funkcie (pamäťové premenné)

a ω_l relaxačné uhlové frekvencie. δ_{ij} je Kroneckerov symbol. Sumačná konvencia sa nevzťahuje na index l.
Tenzor deformácie $\varepsilon_{ij}\,(x_k,\,t)$ je definovaný

$$\varepsilon_{ij} \;=\; \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\,u_i}{\partial\,x_j} \;+\; \frac{\partial\,u_j}{\partial\,x_i}\right) \tag{3.5}$$

kde $\vec{u}\,(x_i,\,t)$ je vektor posunutia.

Útlm zovšeobecneného Maxwellovho telesa je daný vzťahom

$$\frac{1}{Q\,(\omega)} \;=\; \frac{\displaystyle\sum_{l=1}^{N} Y_l\,\frac{\omega_l\,\omega}{\omega_l^2 \;+\; \omega^2}}{\displaystyle 1 \;-\; \sum_{l=1}^{N} Y_l\,\frac{\omega_l}{\omega_l^2 \;+\; \omega^2}} \tag{3.6}$$

Rovnicu (3.6) môžeme prepísať nasledujúcim spôsobom

$$Q^{-1}\,(\omega) \;=\; \sum_{l=1}^{N} \frac{\omega_l\,\omega \;+\; \omega_l^2\,Q^{-1}\,(\omega)}{\omega_l^2 \;+\; \omega^2}\,Y_l \tag{3.7}$$

Počet relaxačných frekvencií ω_l vyberáme tak, aby rozumne pokryli vybraný frekvenčný rozsah. Relaxačné frekvencie sú rovnaké pre celú výpočtovú oblasť. Pre zvolenú závislosť $Q(\omega)$ riešením systému rovníc (3.7) metódou najmenších štvorcov vieme určiť anelastické koeficienty Y_l. Ak označíme anelastické koeficienty korešpondujúce faktoru kvality pre P vlny $Q_P\,(\omega)$ a faktoru kvality pre S vlny $Q_S\,(\omega)$ Y_l^{α} a Y_l^{β} potom pre Y_l^{κ} a Y_l^{μ} platí

$$\begin{aligned} Y_l^{\kappa} \;&=\; \frac{\alpha^2\,Y_l^{\alpha} \;-\; \frac{4}{3}\,\beta^2\,Y_l^{\beta}}{\alpha^2 \;-\; \frac{4}{3}\,\beta^2} \\ Y_l^{\mu} \;&=\; Y_l^{\beta} \qquad l = 1,\,\ldots\,,\,N \end{aligned} \tag{3.8}$$

V prípade, keď používame moduly λ a μ namiesto κ a μ , tak pre konštitučný vzťah platí

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial\,t}\sigma_{ij} \;&=\; \lambda\,\frac{\partial}{\partial\,t}\,\varepsilon_{kk}\,\delta_{ij} \;+\; 2\,\mu\,\frac{\partial}{\partial\,t}\,\varepsilon_{ij} \\ &-\; \sum_{l=1}^{n}\left[Y_l^{\lambda}\,\lambda\,\xi_l^{kk}\,\delta_{ij} \;+\; 2\,Y_l^{\mu}\,\mu\,\xi_l^{ij}\right] \end{aligned} \tag{3.9}$$

Potom anelastický koeficient Y_l^λ dostaneme nasledovne

$$Y_l^\lambda = \frac{\alpha^2\, Y_l^\alpha \;-\; 2\,\beta^2\, Y_l^\beta}{\alpha^2 \;-\; 2\,\beta^2} \qquad l = 1,\, \dots\,,\; N \tag{3.10}$$

3.1.3 Diskrétna reprezentácia prostredia

Kľúčovým aspektom numerického modelovania seizmického pohybu v povrchových sedimentárnych štruktúrach je dostatočne presné a výpočtovo efektívne zahrnutie hladkej heterogenity a diskontinuity prostredia. Preto musíme venovať adekvátnu pozornosť popisu diskrétnej reprezentácie prostredia.

Modely vnútra Zeme a geologické povrchové štruktúry musia zahŕňať vrstvy/bloky rôznych materiálov. Na kontakte rôznych materiálových blokov sa materiálové parametre menia skokom (materiálová diskontinuita). Na materiálovom rozhraní platia tieto okrajové podmienky:

1. spojitosť vektora posunutia alebo rýchlosti,
2. spojitosť vektora napätia.

V konečno-diferenčnej schéme je prítomnosť rozhrania zahrnutá hodnotami efektívnych materiálových parametrov priradených sieťovému bodu. Moczo et al. (2002) navrhli výpočet efektívnych materiálových parametrov ako aritmetický priemer hustôt a harmonický priemer modulov, a ukázali, že takýto výpočet efektívnych materiálových parametrov umožňuje s dobrou presnosťou simulovať aj materiálové rozhrania, ktoré nekoincidujú s výpočtovou sieťou.

3.1.4 Simulácia rovinného voľného povrchu

Nech plocha S predstavuje voľný povrch. Ak $\vec{T}\,(\vec{n})$ je vektor napätia prislúchajúci ploche S s normálovým vektorom $\vec{n}$, potom pre vektor napätia na voľnom povrchu platí

$$\vec{T}\,(\vec{n}) \;=\; 0 \tag{3.11}$$

alebo podľa Cauchyho vzťahu ekvivalentne môžeme napísať

$$\sigma_{ij}\, n_j \;=\; 0 \tag{3.12}$$

Pre rovinu S, kolmú na os z, $\vec{n} \;=\; (0,\, 0,\, -1)$, podmienka voľného povrchu je

$$\sigma_{iz} \;=\; 0; \qquad i \in \{x,\, y,\, z\} \tag{3.13}$$

Pri simulácii voľného povrchu používame dve metódy. Prvou je metóda antisymetrického zobrazenia napätia (stress-imaging) navrhnutá v práci Levander (1988). Druhou sú adjustované konečno-diferenčne aproximácie (AFDA - adjusted FD approximation) vyvinuté v prácach Kristek et al. (2002) a Moczo et al. (2004). AFDA je presnejšia ako metóda antisymetrického zobrazenia napätia, avšak v niektorých prípadoch konfigurácie vlnového poľa môže dochádzať k nestabilitám. Vtedy používame metódu antisymetrického zobrazenia napätia.

3.1.5 Simulácia neodrážajúcich hraníc

Neodrážajúce hranice je možné efektívne simulovať tzv. perfectly matched layer (PML). PML hranica je tenká zóna na okrajoch numerickej siete, ktorá takmer dokonale utlmuje seizmické vlny. PML hranice boli prvýkrát predstavené v práci Bérenger (1994), ktorá sa venovala absorpcii elektromagnetických vĺn. Do numerického modelovania šírenia elastických vĺn boli prvýkrát PML hranice zahrnuté v prácach Chew a Liu (1996); Hastings et al. (1996); Collino a Tsonga (2001); Zeng et al. (2001). Neskôr boli vyvinuté rôzne formulácie PML, ktorých ucelený prehľad a vzájomný súvis je v práci Kristek et al. (2009).

3.1.6 Excitácia vlnového poľa

V použitom výpočtovom programe sú implementované tri možnosti excitovania vlnového poľa:

- vertikálny dopad rovinnej SV vlny,
- vertikálny dopad rovinnej SH vlny,
- vertikálny dopad rovinnej P vlny.

Vertikálny dopad rovinnej vlny je založený na dekompozícii vlnového poľa, ktorú predstavili vo svojej práci Alterman a Karal (1968). Celkové vlnové pole je rozložené na pole generované zdrojom a reziduálne vlnové pole. Princíp dekompozície vlnového poľa je vo všeobecnosti efektívny nástroj na "injektovanie" analytického zdroja vlnového poľa do numerickej siete.

3.2 Metódy analýzy numerických simulácií

Výsledkom numerických simulácií je záznam časového priebehu rýchlosti v danom prijímači - špecifickej pozícii. Na analýzu časového záznamu budeme používať amplifikačný faktor a z neho odvodený vysokofrekvenčný amplifikačný faktor. Tieto charakteristiky boli vybrané skupinou odborníkov projektu NERA. Jedným z cieľov projektu NERA je zahrnutie lokálnych efektov v sedimentárnych bazénoch a údoliach do stavebných štandardov budov. Preto je potrebné určiť fyzikálne konzistentný, ekonomicky výhodný a jednoduchý model lokálnej geologickej štruktúry, s ktorým by vedeli pracovať stavebný inžinieri pri navrhovaní konštrukcií a zároveň dostatočne dobre kvantifikoval lokálne efekty.

3.2.1 Prenosové vlastnosti prostredia

Predpokladajme pseudoimpulzný vstupný signál $p\,(t)$. Pri zisťovaní prenosových vlastností prostredia danej lokality pre vertikálny dopad rovinnej P, SV a SH vlny je rozumné predpokladať, že platí

$$p_x\,(t) \;=\; p_y\,(t) \;=\; p_z\,(t) \;=\; p\,(t) \tag{3.14}$$

Fourierovu transformáciu vstupného signálu označíme $\mathcal{F}\,p\,(f)$.

V 2D numerických simuláciách SH vlnové pole neinteraguje s P-SV poľom (tieto dve vlnové polia sú nezávislé). Nech pseudoimpulzná odozva v časovej oblasti pre dopad rovinnej SH vlny je $r_{yy}\,(t)$, pre dopad SV vlny $r_{xx}\,(t)$ a $r_{xz}\,(t)$ a P vlny $r_{zx}\,(t)$ a $r_{zz}\,(t)$. Druhý index zodpovedá zložke odozvy. Fourierovu transformáciu odozvy $r_{\xi\eta}\,(t)$, kde $\xi,\,\eta\,\in\,\{x,\,y\,,z\}$, označíme $\mathcal{F}\,r_{\xi\eta}\,(f)$. Keď poznáme Fourierove transformácie všetkých odoziev v časovej oblasti, môžeme definovať prenosovú funkciu (Fourier transfer function - FTF) v prípade dopadu rovinnej SH vlny

$$\mathcal{F}\mathcal{T}\mathcal{F}_{yy}\,(f) \;=\; \frac{\mathcal{F}\,r_{yy}\,(f)}{\mathcal{F}\,p\,(f)} \tag{3.15}$$

a v prípade dopadu rovinnej P a SV vlny maticu prenosovej funkcie

$$\begin{bmatrix} \mathcal{F}\mathcal{T}\mathcal{F}_{xx}\,(f) & \mathcal{F}\mathcal{T}\mathcal{F}_{zx}\,(f) \\ \mathcal{F}\mathcal{T}\mathcal{F}_{xz}\,(f) & \mathcal{F}\mathcal{T}\mathcal{F}_{zz}\,(f) \end{bmatrix} = \frac{1}{\mathcal{F}\,p\,(f)} \begin{bmatrix} \mathcal{F}\,r_{xx}\,(f) & \mathcal{F}\,r_{zx}\,(f) \\ \mathcal{F}\,r_{xz}\,(f) & \mathcal{F}\,r_{zz}\,(f) \end{bmatrix} \tag{3.16}$$

Keď poznáme prenosovú funkciu, potom vieme vypočítať amplifikačný faktor pre súbor vybraných reálnych a syntetických seizmogramov.

3.2.2 Amplifikačný faktor

Označme i-tu zložku n vybraných reálnych seizmogramov ako $a_{x,\,i}\,(t)$, $a_{y,\,i}\,(t)$ a $a_{z,\,i}\,(t)$. Ich Fourierovu transformáciu $a_{\xi,\,i}\,(t)$ označíme $\mathcal{F}\,a_{\xi,\,i}\,(f)$ a spektrum odozvy $\mathcal{R}\,a_{\xi,\,i}\,(f)$, pričom $\xi\,\in\,\{x,\,y\,,z\}$.

Uvažujeme vertikálny dopad rovinnej vlny so zložkami $a_{x,i}\,(t)$, $a_{y,i}\,(t)$ a $a_{z,i}\,(t)$.

Zložku zrýchlenia na danom mieste (odozva daného miesta na vstupný akcelerogram) označíme $s_{x,\,i}\,(t)$, $s_{y,\,i}\,(t)$ a $s_{z,\,i}\,(t)$. Potom zložku zrýchlenia $s_{y,\,i}\,(t)$ na danom mieste pre dopad rovinnej SH vlny vypočítame podľa vzťahu

$$s_{y,\,i}\,(t) \;=\; \mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}a_{y,\,i}\,(f)\,\mathcal{F}\,r_{yy}\,(f)\right\} \tag{3.17}$$

a zložky $s_{x,\,i}\,(t)$ a $s_{z,\,i}\,(t)$ pre dopad P a SV vlny nasledovne:

$$\begin{aligned} s_{x,\,i}\,(t) &= \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}a_{x,\,i}\,(f)\,\mathcal{F}\,r_{xx}\,(f) \\ &+ \qquad \mathcal{F}a_{z,\,i}\,(f)\,\mathcal{F}\,r_{zx}\,(f)\} \\ s_{z,\,i}\,(t) &= \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}a_{x,\,i}\,(f)\,\mathcal{F}\,r_{xz}\,(f) \\ &+ \qquad \mathcal{F}a_{z,\,i}\,(f)\,\mathcal{F}\,r_{zz}\,(f)\} \end{aligned} \tag{3.18}$$

Symbolom $\mathcal{F}^{-1}$ označujeme inverznú Fourierovu transformáciu.

Spektrum odozvy $s_{\xi,\,i}\,(t)$ označíme $\mathcal{R}\,s_{\xi,\,i}\,(f)$. Amplifikačný faktor ξ-tej zložky $AF_{\xi,\,i}\,(f)$ vypočítame nasledovne:

$$AF_{\xi,\,i}\,(f) \;=\; \frac{\mathcal{R}\,s_{\xi,\,i}\,(f)}{\mathcal{R}\,a_{\xi,\,i}\,(f)} \tag{3.19}$$

Priemerný amplifikačný faktor ξ-tej zložky $\overline{AF}_{\xi,\,i}\,(f)$ pre súbor n vstupných akcelerogramov vypočítame podľa vzťahu

$$\overline{AF}_{\xi}\,(f) \;=\; \sqrt[n]{\prod_{i=1}^{n} AF_{\xi,\,i}\,(f)} \tag{3.20}$$

a štandardnú odchýlku určíme nasledovne:

$$\sigma_{\log\,AF} \;=\; \frac{\sqrt{\sum\limits_{i=1}^{n}\left[\log\,AF_{\xi,i}\,(f) - \log\,\overline{AF_{\xi}}\,(f)\right]^{2}}}{n-1} \tag{3.21}$$

Súhrn všetkých charakteristík seizmického pohybu je uvedený v prehľadných Tabuľkách 3.1 a 3.2, ktoré boli spracované podľa Moczo et al. (2013).

Vysokofrekvenčný amplifikačný faktor vypočítame ako aritmetický priemer amplifikačného faktora na zvolenom intervale frekvencií. Frekvencie sú ekvidistantne vzdialené na logaritmickej osi s frekvenčným krokom.

$$\Delta f = \frac{\log f_{\max} - \log f_{\min}}{NSO - 1} \tag{3.22}$$

kde NSO je počet vybraných frekvencií, f_{min} minimálna a f_{max} maximálna frekvencia. Potom hodnota i-tej frekvencie je

$$f_i = \exp\left[\,\log f_{\min} + (i-1)\,\Delta f\,\right] \tag{3.23}$$

Priemerný nízkofrekvenčný resp. vysokofrekvenčný amplifikačný faktor, keď $\zeta \in \{a, v\}$, pre súbor n vybraných akcelerogramov dostaneme

$$\overline{F}_{\xi\,\zeta,\,i}\,(f) \;=\; \sqrt[n]{\prod_{i=1}^{n} F_{\xi\,\zeta,\,i}\,(f)} \tag{3.24}$$

charakteristika seizmického pohybu	**skratka alebo matematický symbol**	**poznámky**
pseudoimpulzný vstupný signál	$p(t)=p_x(t)=p_y(t)=p_z(t)$	Uvažujeme vertikálne dopadjúcu rovinnú vlnu, x, y a z indikujú SV, SH a P vlnu
pseudoimpulzná odozva v časovej oblasti SH P-SV	 $r_{yy}(t)$ $r_{xx}(t)\quad r_{zx}(t)$ $r_{xz}(t)\quad r_{zz}(t)$	$r_{yy}(t)=r_{\mathrm{SH}}(t)$ $r_{xz}(t)=$ z-ová zložka odozvy na $p_x(t)$
Fourierova transformácia pseudoimpulznej odozvy	$\mathcal{F}r_{yy}(f)$ $\begin{bmatrix} \mathcal{F}r_{xx}(f) & \mathcal{F}r_{zx}(f) \\ \mathcal{F}r_{xz}(f) & \mathcal{F}r_{zz}(f) \end{bmatrix}$	
SH prenosová funkcia P-SV matica prenosovej funkcie	$\mathcal{FTF}_{yy}(f)$ $\begin{bmatrix} \mathcal{FTF}_{xx}(f) & \mathcal{FTF}_{zx}(f) \\ \mathcal{FTF}_{xz}(f) & \mathcal{FTF}_{zz}(f) \end{bmatrix}$	$\mathcal{FTF}_{yy}(f)=\dfrac{\mathcal{F}r_{yy}(f)}{\mathcal{F}p(f)}$ analogicky sa vyjadria aj ďalšie štyri prenosové funkcie

Tabuľka 3.1 Prenosové vlastnosti prostredia na danom mieste.

charakteristika seizmického pohybu	**skratka alebo matematický symbol**	**poznámky**
vstupný reálny akcelerogram	$a_{y,i}(t)$ $a_{x,i}(t)\quad a_{z,i}(t)$	i – poradové číslo akcelerogramu
Fourierova transformácia akcelerogramu	$\mathcal{F}a_{y,i}(f)$ $\mathcal{F}a_{x,i}(f)\quad \mathcal{F}a_{z,i}(f)$	
zrýchlenie na danom mieste (odozva na vstupný akcelerogram)	$s_{y,i}(t)$ $s_{x,i}(t)\quad s_{z,i}(t)$	$s_{y,i}(t)=$ $\mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}a_{y,i}(f)\,\mathcal{FTF}_{yy}(f)\right\}$ $s_{x,i}(t)=$ $\mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}a_{x,i}(f)\,\mathcal{FTF}_{xx}(f)\right.$ $\left.+\mathcal{F}a_{z,i}(f)\,\mathcal{FTF}_{zx}(f)\right\}$ $s_{z,i}(t)=$ $\mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}a_{x,i}(f)\,\mathcal{FTF}_{xz}(f)\right.$ $\left.+\mathcal{F}a_{z,i}(f)\,\mathcal{FTF}_{zz}(f)\right\}$

Tabuľka 3.2 Seizmický pohyb na danom mieste.

Kapitola 4

Charakteristika výpočtových modelov

Experný tím pracovnej skupiny JRA1/WP11 projektu NERA sa dohodol na výbere geometrických parametrov, rýchlostných profilov a impedančných kontrastov, ktoré najlepšie charakterizujú sedimentárne údolia v Európe.

Na základe dohodnutých parametrov navrhli súbor výpočtových modelov pre 2D numerické modelovanie seizmického pohybu v sedimentárnych údoliach.

Geometrické parametre:

- Typ údolia:
  - symetrické semi-eliptické
  - trapezoidálne/trojuholníkové:
    - symetrické údolie s $\alpha_1 = \alpha_2 = 10, 20, 45, 65°$;
    - asymetrické údolie s $\alpha_1 = 10, 20°$ pre $\alpha_2 = 65°$.
- Veľkosť údolia (šírka a hĺbka):
  - šírka: $W = 0{,}5;\ 1;\ 2{,}5;\ 5;\ 10;\ 20$ km,
  - hĺbka: $H = 30, 60, 120, 500, 100$ m.

V Tabuľke 4.1 je zoznam všetkých kombinácií geometrií s uvedeným tvarovým pomerom H/W. Spolu ich je okolo 190.

H [m] \ W [km]	0,5	1	2,5	5	10	20
30	0,06	0,03	0,012	0,006	-	-
60	0,12	0,06	0,024	0,012	0,006	-
120	0,24	0,12	0,048	0,024	0,012	0,006
250	0,5	0,25	0,1	0,05	0,025	0,0125
500	1,0	0,5	0,2	0,1	0,05	0,025
1000	-	1,0	0,4	0,2	0,1	0,05
Celkom	20 + 4	27 + 6	32 + 6	35 + 6	25 + 6	16-20 + 6

Tabuľka 4.1 Prehľad tvarových pomerov H/W navrhnutých modelov sedimentárnych údolí.

Rýchlostný profil S vĺn:

- podložie:
  - $\beta_{\mathrm{H}} = 1000$ m/s
  - $\beta_{\mathrm{H}} = 2500$ m/s
- sedimenty
  - kontrast rýchlostí na rozhraní sedimentov a podložia je v intervale $\langle 2, 10 \rangle$,
  - gradient rýchlosti

$$\beta\,(z) = \beta_1 + (\,\beta_2 - \beta_1\,) \left(\frac{z - z_1}{z_2 - z_1} \right)^{\gamma} \tag{4.1}$$

kde $z_1 = z_{\,\mathrm{top}}$, $z_2 = z_{\,\mathrm{bottom}}$, $\beta_1 = \beta\,(z_1)$, $\beta_2 = \beta\,(z_2)$, a $\gamma \in \{0,25\,;\ 0,5\}$, ktorých kombinácie sú uvedené v Tabuľke 4.2.

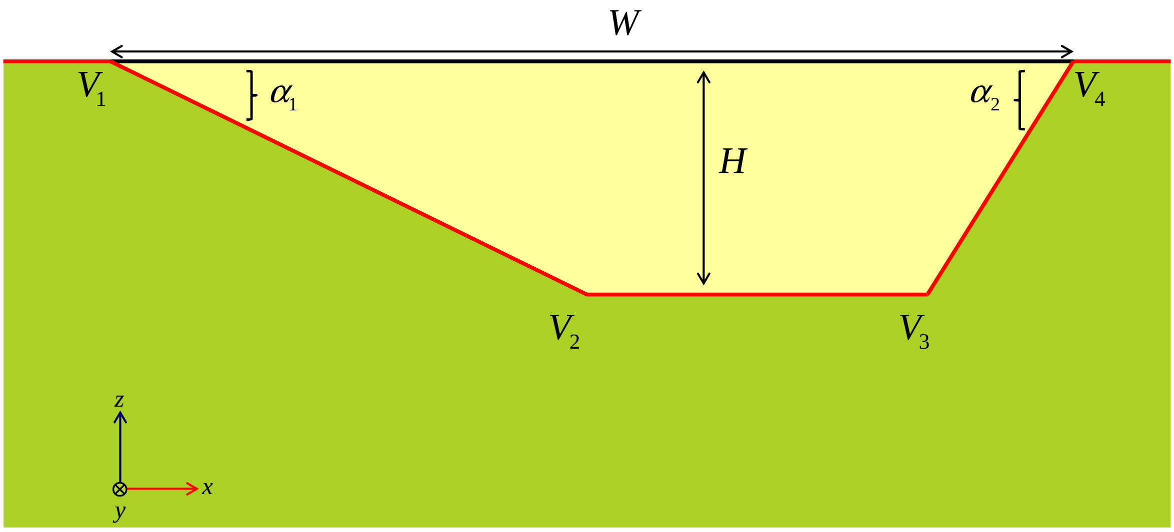
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
γ	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,25	0,5	0,25	0,25	0,5
- z_2	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000
β_1	80	50	100	100	150	20	250	100	150	400
β_2	550	1000	750	1000	750	750	750	750	750	800

Tabuľka 4.2 Navrhnuté rýchlosti šírenia S vĺn β_1 a β_2, a γ parametra, ktoré charakterizujú priebeh gradientu rýchlosti v údolí.

V diplomovej práci sme z navrhnutých modelov vybrali trapezoidálne údolie pre jeden súbor materiálových parametrov, ktoré sú uvedené v tejto kapitole.

4.1 Geometria sedimentárneho údolia

Trapezoidálne sedimentárne údolie je definované svojou šírkou na voľnom povrchu W, hĺbkou H a uhlami ľavého (α_1) a pravého (α_2) sklonu alebo pozíciou štyroch vrcholov V_1, V_2, V_3 a V_4 (Obr. 4.1).



Obr. 4.1 Geometria sedimentárneho údolia.

Uvažujeme pravotočivú súradnicovú sústavu na Obr. 4.1 s počiatkom v bode V_1 a osou x orientovanou v smere $V_1 \to V_4$. Vertikálna os z smeruje nahor. Súradnice vrcholov údolia sú uvedené v Tabuľke 4.3

Vrcholy	x	z
V_1	0	0
V_2	$H/\tan(\alpha_1)$	$-H$
V_3	$W - H/\tan(\alpha_2)$	$-H$
V_4	W	0

Tabuľka 4.3 Súradnice vrcholov údolia.

4.2 Mechanické vlastnosti

4.2.1 Materiálové parametre údolia

Pre náš súbor kanonických modelov sme vybrali rýchlostný profil šírenia priečnych vĺn pre hodnoty uvedené v Tabuľke 4.4.

z_1	0 m
z_2	- 1000 m
β_1	150 m/s
β_2	750 m/s
γ	0,5

Tabuľka 4.4 Parametre charakterizujúce priebeh gradientu $\beta(z)$.

Rýchlosť šírenia S vĺn v údolí je teda

$$\beta(z) = 150 + 600\sqrt{\frac{-z}{1000}} \tag{4.2}$$

Hustota $\rho(z)$ je lineárne závislá od rýchlosti šírenia S vĺn a je definovaná vzťahom

$$\rho(z) = 1600 + 0,6\,[\,\beta(z) - 100\,] \tag{4.3}$$

pričom $\beta(z)$ je v jednotkách m/s a $\rho(z)$ v kg/m^3.
Rýchlosť šírenia P vĺn je konštantná a jej hodnota je

$$\alpha = 1500\,\mathrm{m/s} \tag{4.4}$$

Vnútorný útlm je charakterizovaný frekvenčne nezávislými faktormi kvality Q_S a Q_P, ktoré sú definované prostredníctvom rýchlostí šírenia P a S vĺn nasledovne:

$$Q_\mathrm{S} = \frac{\beta}{10} \tag{4.5}$$

$$Q_\mathrm{P} = \min\left(2\,Q_\mathrm{S},\ \frac{\alpha}{10}\right) \tag{4.6}$$

Frekvenčný rozsah, ohraničený frekvenciami f_min a f_max, je dva rády a hodnoty týchto frekvencií sú

$$f_\mathrm{min} = 0.15\,\mathrm{Hz} \tag{4.7}$$

$$f_\mathrm{max} = 15\quad\mathrm{Hz} \tag{4.8}$$

Z dôvodu disperzie fázovej rýchlosti spôsobenej vnútorným útlmom, musíme definovať referenčnú frekvenciu f_{ref}, na ktorej sú dané rýchlosti

$$f_{\mathrm{ref}} = \sqrt{f_{\min} f_{\max}} = 1,5\ \mathrm{Hz} \tag{4.9}$$

Viskoelastické prostredie modelujeme zovšeobecneným Maxwellovým telesom s tromi relaxačnými frekvenciami, ekvidistantne vzdialenými na logaritmickej osi, definovanými vzťahom

$$f_l = f_{\min} \left(\frac{f_{\max}}{f_{\min}} \right)^{\frac{l-1}{N-1}} \qquad l = 1,\ \ldots,\ N \tag{4.10}$$

kde N je počet relaxačných frekvencií.

4.2.2 Materiálové parametre podložia

Skalné podložie uvažujeme ako dokonale elastický homogénny polpriestor s hodnotami parametrov uvedených v Tabuľke 4.5.

β_{H}	1000 m/s
α_{H}	2000 m/s
ρ_{H}	2500 kg/m^3
$Q_{\mathrm{S_H}}$	∞
$Q_{\mathrm{P_H}}$	∞

Tabuľka 4.5 Materiálové parametre podložia.

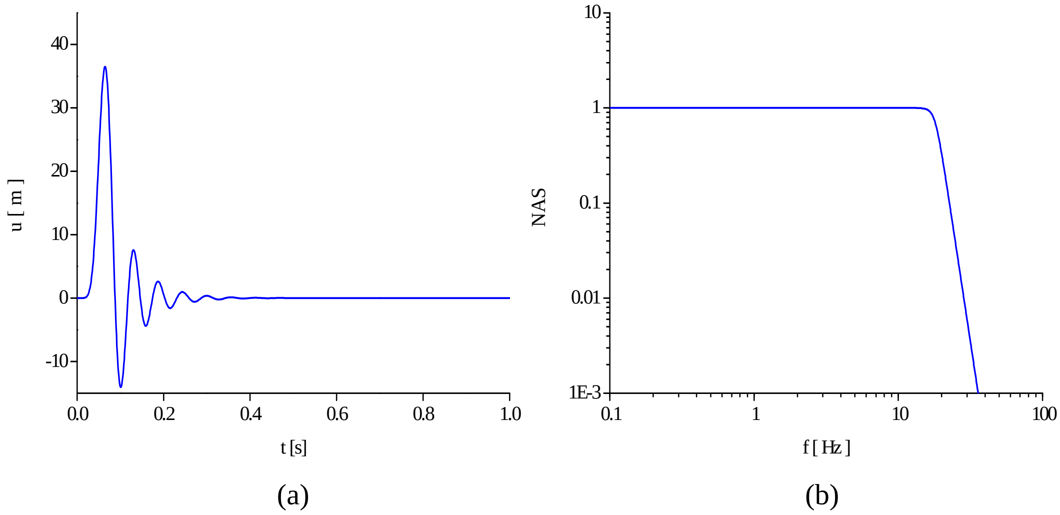
4.3 Excitácia vlnového poľa

Vlnové pole je excitované vertikálne dopadajúcou rovinnou SV vlnou s vektorom posunutia rovnobežným s osou x, SH vlnou s vektorom posunutia rovnobežným s osou y a P vlnou s vektorom posunutia rovnobežným s osou z.

Uvažujeme časovú funkciu zdroja, ktorú dostaneme dolnopriepustným filtrovaním diskrétneho Diracovho signálu. Použijeme Butterworthov filter s desiatimi pólmi s rohovou frekvenciou $f_c = 18\,\mathrm{Hz}$. Takýto vstupný signál nazývame pseudoimpulzný signál. Signál má konštantné amplitúdové spektrum do 15 Hz (Obr. 4.2). Túto frekvenciu budeme považovať za maximálnu pri navrhovaní priestorového vzorkovania výpočtového modelu.

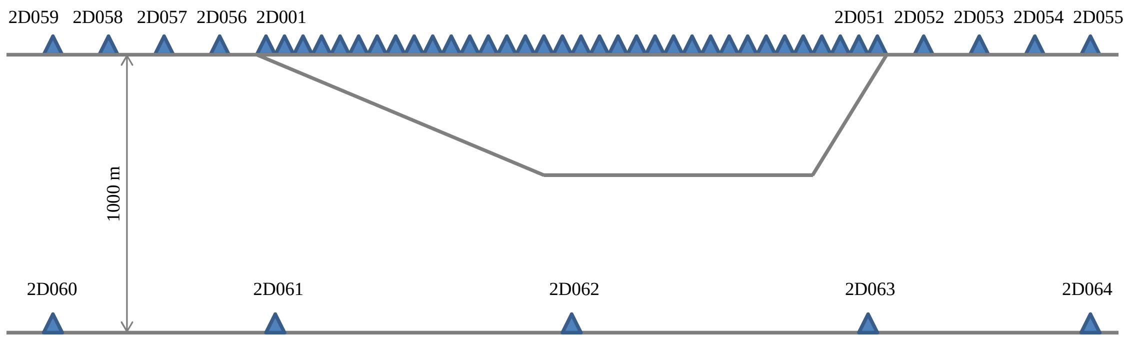
Rovinná vlna je vždy excitovaná v rovnakej hĺbke

$$d_{PW} = -1500\,\mathrm{m}. \tag{4.11}$$



Obr. 4.2 (a) Časová funkcia zdroja, (b) normované amplitúdové spektrum časovej funkcie zdroja. t je čas, u posunutie, NAS normované amplitúdové spektrum a f frekvencia.

4.4 Poloha prijímačov



Obr. 4.3 Poloha prijímačov.

Pre potreby ďalšej analýzy budeme vypočítané vlnové pole zaznamenávať v 64 prijímačoch (Obr. 4.3) rozmiestnených nasledujúcim spôsobom:

- 51 prijímačov (2D001 - 2D051) je ekvidistatne rozmiestnených na povrchu sedimentov medzi vrcholmi V_1 a V_4. V prípade, keď $W = 2500$ m je krok 50 m a v prípade, keď $W = 500$ m je krok 10 m.

- 4 prijímače (2D056 - 2D059) sú ekvidistantne rozmiestnené vľavo od údolia na pevnom podloží s krokom 250 m, pričom maximálna vzdialenosť od údolia je 1000 m.

- 4 prijímače (2D052 - 2D055) sú ekvidistantne rozmiestnené vpravo od údolia na pevnom podloží s krokom 250 m, pričom maximálna vzdialenosť od údolia je 1000 m.

- 5 prijímačov (2D060 - 2D064) je umiestnených v hĺbke 1000 m. Vzdialenosť medzi prijímačmi 2D060 - 2D061 a 2D063 - 2D064 je 1000 m. Medzi prijímačmi 2D061 - 2D063 je vzdialenosť 1250 m, v prípade keď $W = 2500$ m a 250 m, v prípade keď $W = 500$ m.

V každom prijímači bude zaznamenaný 30 sekundový časový priebeh rýchlosti. Zložka v_y bude zaznamená v prípade dopadu rovinnej SH vlny a zložky v_x a v_z v prípade dopadu rovinnej P a SV vlny.

Kapitola 5

Optimalizácia výpočtových parametrov

Pre veľký počet navrhnutých modelov sedimentárny údolí v kapitole 4, je potrebné klásť dôraz na výpočtový čas a pamäťové možnosti počítačov. Preto sme museli pred samotným výberom rôznych modelov sedimentárneho údolia optimalizovať výpočtové parametre. Hľadali sme optimálnu veľkosť sieťového kroku a veľkosť PML oblasti. Porovnávali sme aj ako ovplyvní výber metódy simulácie voľného povrchu výsledky. Výpočtové parametre sme optimalizovali pre vybraný model sedimentárneho údolia.

5.1 Referenčný model sedimentárneho údolia

Referenčný model sedimentárneho údolia sme zvolili s nasledovnými parametrami:

W	2500 m
H	500 m
α_1	20°
α_2	65°
Q_P	∞
Q_S	∞

Tabuľka 5.1 Parametre sedimentárneho údolia referenčného modelu.

Priestorovú sieť výpočtového modelu sme jemne vzorkovali s krokom $h = 0{,}3$ m. Veľkosť výpočtového modelu je 15 667 x 5 333 sieťových buniek. Veľkosť PML hraníc je 500 sieťových bodov. Pre časový krok $\Delta\, t$ platí

$$\Delta\, t \;\leq\; \frac{6}{7}\,\frac{h}{v_\mathrm{max}} \tag{5.1}$$

pričom $v_{\max}$ je maximálna hodnota rýchlosti. V tomto prípade $\Delta t = 8,1 \,.\, 10^{-5}$ s a 30 sekundový záznam rýchlosti má 370 371 časových hladín. Výpočtový čas bol $\sim$ 5100 min (4 a pol dňa). Výpočet prebiehal paralelne na 60 procesoroch. Uvažovali sme dopad SV vlny.

Voľba parametrov referenčného modelu by mala zabezpečiť vynikajúcu presnosť simulácií na frekvenčnom intervale od 0,15 až 15 Hz.

5.2 Veľkosť PML hraníc

Veľkosť PML taktiež ovplyvňuje dĺžku výpočtového času. Avšak musí byť dostatočná, aby nedochádzalo k falošným odrazom od okrajov numerickej siete. Pri určovaní veľkosti PML sme porovnávali s referenčným modelom prípady, keď veľkosť PML bola 250 a 50 sieťových bodov, pričom ostatné parametre modelu boli fixované. Porovnávali sme výsledné seizmogramy, aby sme zistili, či ich priebeh veľkosť PML neovplyvňuje. Rôzna veľkosť PML seizmogramy nemenila. Ďalej sme porovnávali snímky vlnového poľa z rôznych časových hladín. Takto sme zistili, že aj keď sme zmenšili veľkosť PML, tak nedochádzalo k falošným odrazom. Na základe týchto porovnaní sme vybrali veľkosť PML. Ani pri najmenšej testovanej veľkosti PML 50 sieťových bodov sa nemenili výsledné seizmogramy a nedochádzalo k falošným odrazom. Táto veľkosť PML je teda postačujúca a môžeme ju použiť vo výpočtoch.

5.3 Sieťový krok

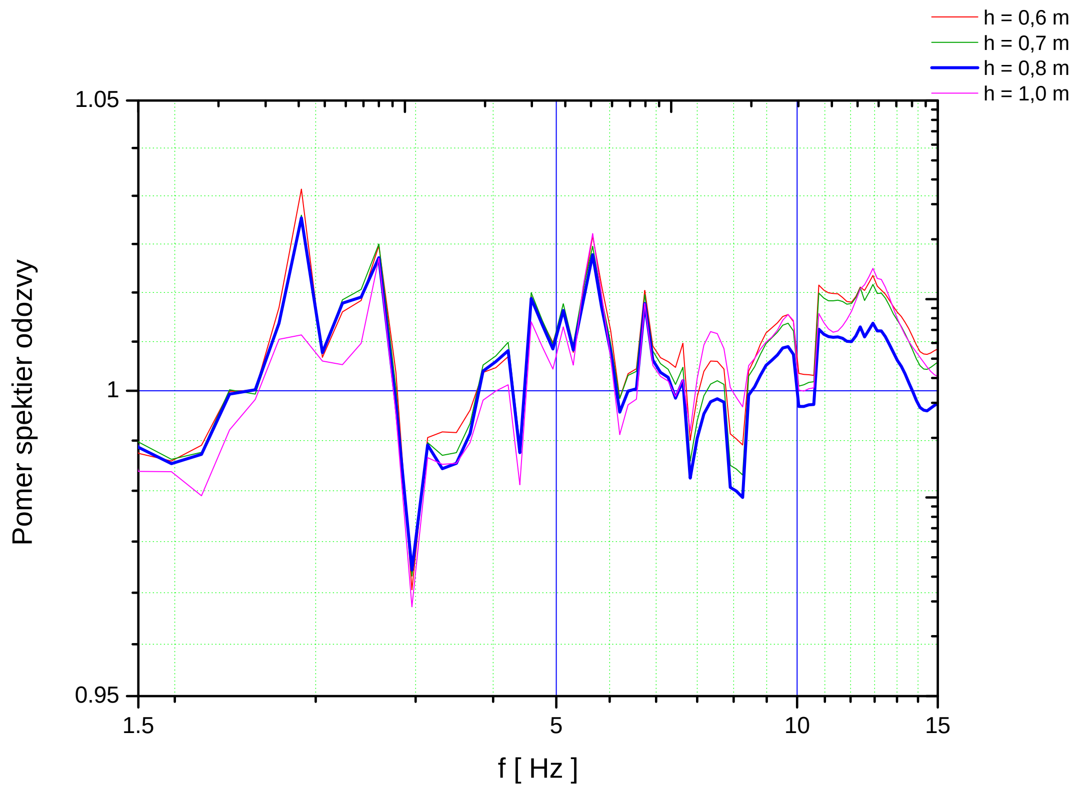
Čím väčší sieťový krok používame na diskretizáciu numerickej siete, tým menší je výpočtový model a výpočet prebehne rýchlejšie. Našou úlohou je vybrať čo najväčší sieťový krok, ktorý ešte neovplyvní presnosť výpočtu. Pri hľadaní vhodného sieťového kroku h sme vybrali štyri hodnoty . V Tabuľke 5.2 pre danú veľkosť sieťového kroku sme uviedli zodpovedajúci časový krok, počet časových hladín, veľkosť výpočtového modelu a výpočtový čas. Výpočty prebiehali paralelne na 30 procesoroch okrem výpočtu pre $h = 0{,}3$ m, ktorý prebiehal paralelne na 60 procesoroch

Na určenie vhodnej diskretizácie priestorovej siete sme zvolili porovnanie pomerov spektier odozvy modelov s rôznymi sieťovými krokmi a referenčného modelu so sieťovým krokom $h = 0{,}3$ m. Sledovali sme spektrum odozvy, lebo od neho je odvodený amplifikačný faktor, ktorý používame na charakterizovanie seizmického pohybu. Ak by sa výrazne menilo spektrum odozvy v závislosti od zmeny priestorového kroku, potom by to ovplyvnilo výsledný amplifikačý faktor.

h [m]	$\Delta\, t$ [s]	počet časových hladín	veľkosť modelu [sieťová bunka]	výpočtový čas [min]
0,3	8,1 . 10^{-5}	370 371	15 667 x 5 333	$\sim$ 5100
0,6	1,6 . 10^{-4}	187 501	7 834 x 2 666	$\sim$ 850
0,7	1,9 . 10^{-4}	157 895	6 715 x 2 285	$\sim$ 840
0,8	2,1 . 10^{-4}	142 858	5 875 x 2 000	$\sim$ 580
1,0	2,4 . 10^{-4}	111 112	4 701 x 1 600	$\sim$ 320

Tabuľka 5.2 Výpočtové parametre modelov pre zvolené sieťové kroky.

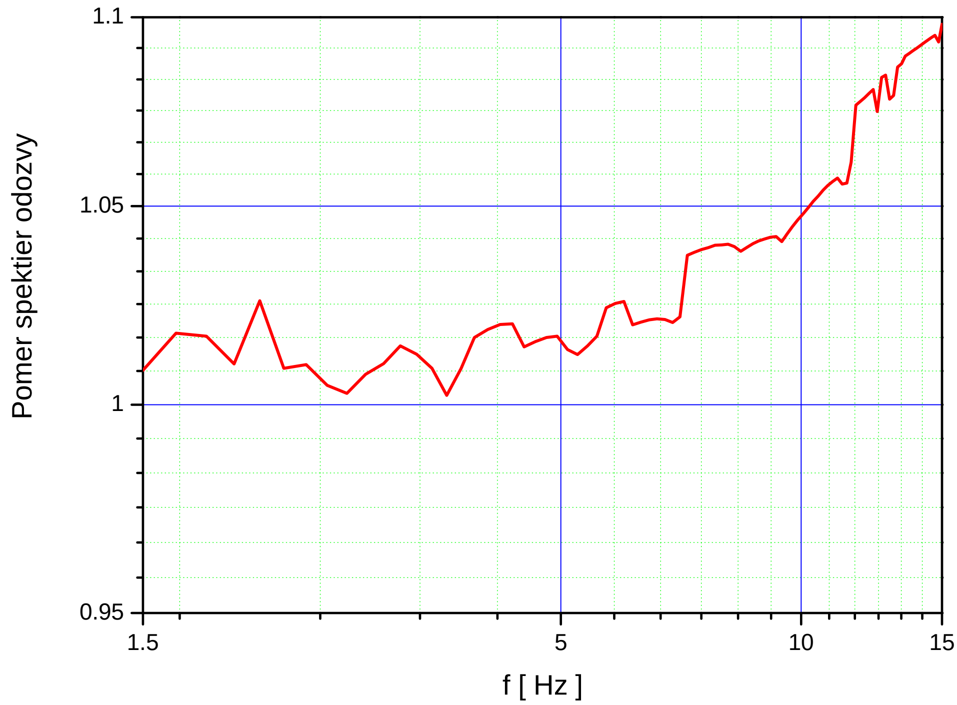
Na Obr. 5.1 je uvedený pomer spektier odozvy v prijímači 2D001 (Obr. 4.3) pre modely so sieťovými krokmi h = 0,6; 0,7; 0,8 a 1 m voči referenčného modelu so sieťovým krokom h = 0,3 m. Porovnaním priebehu pomerov spektier odozvy sme zistili, že numerickú sieť výpočtového modelu môžeme diskretizovať s krokom $0,8$ m.



Obr. 5.1 Pomer x-ovej zložky spektier odozvy v prijímači 2D001 modelov h = 0,6; 0,7; 0,8 a 1 m a referenčného modelu so sieťovým krokom h = 0,3 m.

5.4 AFDA vs. metóda antisymetrického zobrazenia napätia

Pri simulácii voľného povrchu AFDA metódou v prípade dopadajúcej P a SV vlny môžu vznikať nestability na kontakte voľného povrchu a materiálového rozhrania. Preto v týchto prípadoch používame metódu antisymetrického zobrazenia napätia. Rovnako ako v prípade hľadania vhodného sieťového kroku sme porovnávali spektrum odozvy. Vypočítali sme pomer spektier odozvy vybraného prijímača, na ktorom nevznikali nestability, pre prípad simulácie voľného povrchu AFDA metódou a metódou antisymetrického zobrazenia. Na Obr. 5.2 je pomer spektier odozvy v prijímači 2D020 keď sme použili pri simulácii AFDA metódu a metódu antisymetrického zobrazenia. Vidíme, že rozdiel medzi použitými metódami je veľmi malý.



Obr. 5.2 Pomer x-ovej zložky spektier odozvy v prijímači 2D020, keď simulujeme voľný povrch AFDA metódou a metódou antisymetrického zobrazenia napätia.

5.5 Vybrané modely sedimentárneho údolia

Po optimalizácií výpočtových parametrov sme vybrali zo súboru navrhnutých modelov sedimentárneho údolia v projekte NERA (kapitola 4) modely sedimentárneho údolia s geometrickými parametrami uvedenými v Tabuľke 5.3. Spolu sme vybrali 12 rôznych geometrií.

W [m]	H [m]	α_1 [$\circ$]	α_2 [$\circ$]
500	30	45	45
		10	65
		20	65
	250	45	45
		10	65
		20	65
2500	60	45	45
		10	65
		20	65
	500	45	45
		10	65
		20	65

Tabuľka 5.3 Geometrické parametre vybraných výpočtových modelov.

5.6 Vybrané výpočtové parametre

Na základe výberu geometrických parametrov modelov sedimentárneho údolia, typu excitovanej vlny a samotných výsledkov optimalizácie sme určili výpočtové parametre, ktoré sumarizuje Tabuľka 5.4.

sieťový krok	0,8 m	
časový krok	2,1 . 10^{-4} s	
počet časových hladín	142 858	
dĺžka časového záznamu	30 s	
veľkosť PML	50 sieťových bodov	
veľkosť modelu	$W =$ 500 m	5 875 x 2 000 sieťových buniek
	$W =$ 2500 m	3 375 x 2 000 sieťových buniek
simulácia voľného povrchu	SH prípad	AFDA metóda
	P a SV prípad	metóda antisymetrického zobrazenia napätia

Tabuľka 5.4 Výpočtové parametre modelov.

Kapitola 6

Výsledky

Numerické simulácie sme realizovali spolu pre 72 rôznych prípadov. Vybrali sme 12 rôznych geometrií sedimentárneho údolia, ktoré sú uvedené v Tabuľke 5.3. Uvažovali sme elastický a viskoelastický prípad prostredia pre každú zvolenú geometriu, teda spolu 24 kombinácií geometrických a reologických parametrov. Pre každú z 24-och kombinácií sme simulovali vertikálny dopad rovinnej P, SV a SH vlny. Týmto spôsobom sme získali záznam rýchlosti v prijímačoch rozmiestnených na voľnom povrchu a v hĺbke 1000 m (Obr. 4.3).

6.1 Charakteristika simulovaných vlnových polí

Na ilustráciu syntetických seizmogramov sme vybrali dva modely sedimentárneho údolia. Parametre modelov údolí sú uvedené v Tabuľke 6.1. Na Obr. 6.1 a 6.2 sú zobrazené seizmogramy pre x-ovú a z-ovú zložku rýchlosti širokého sedimentárneho údolia. Na Obr. 6.3 a 6.4 sú zobrazené seizmogramy pre x-ovú a z-ovú zložku rýchlosti úzkeho sedimentárneho údolia. Vizualizované sú seizmogramy iba z prijímačov umiestnených na voľnom povrchu. Získané seizmogramy sú pre prípad dopadu rovinnej SV vlny.

	úzke údolie	široké údolie
šírka údolia	$W = 500$ m	$W = 2500$ m
hĺbka údolia	$H = 250$ m	$H = 500$ m
uhol ľavého sklonu	$\alpha_1 = 20°$	$\alpha_1 = 20°$
uhol pravého sklonu	$\alpha_2 = 65°$	$\alpha_2 = 65°$
reológia prostredia	elastická	elastická

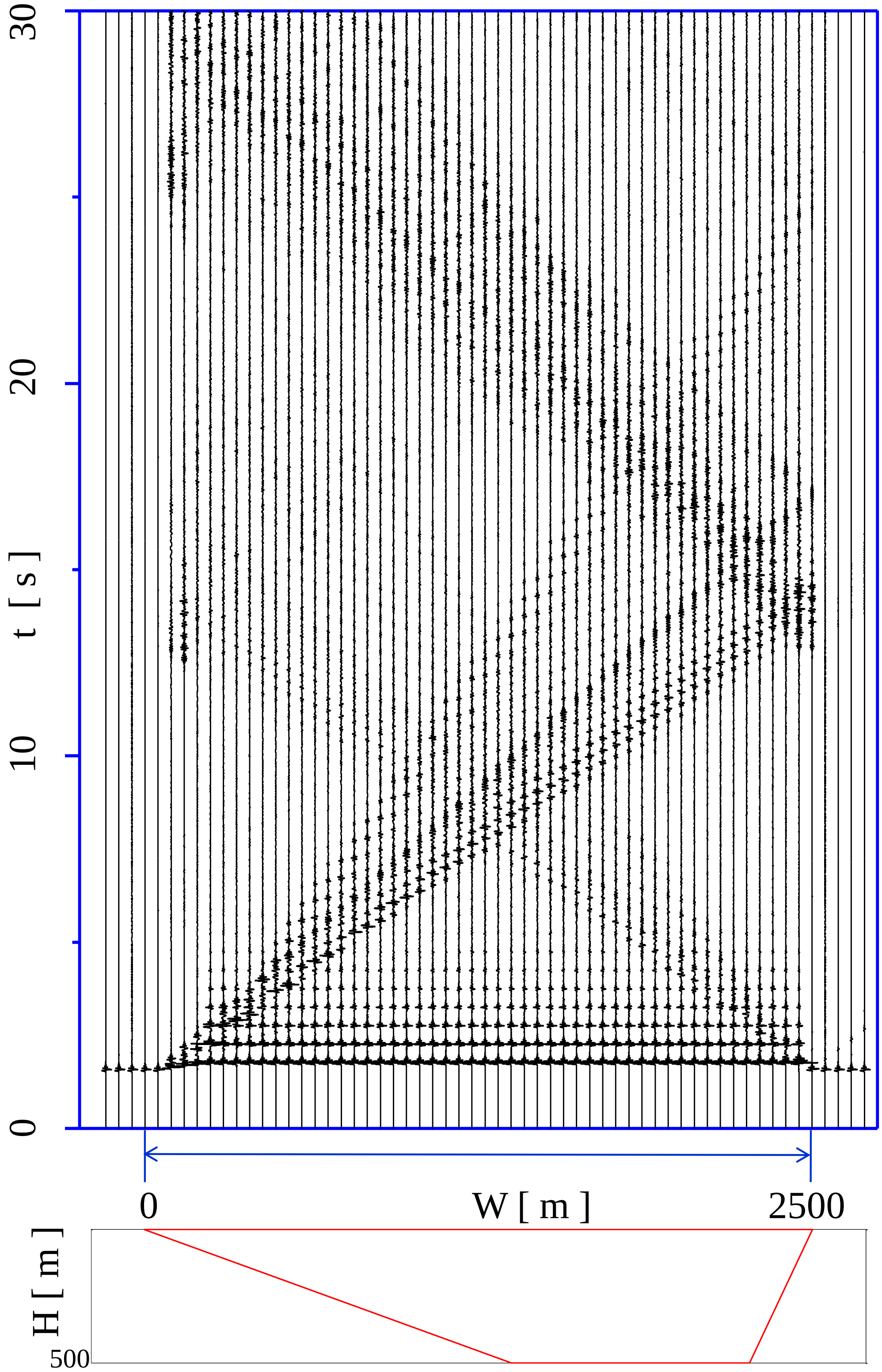
Tabuľka 6.1 Parametre vybraných modelov, pre ktoré zobrazujeme syntetické seizmogramy.

V širokom sedimentárnom údolí na x-ovej zložke rýchlosti (Obr. 6.1) vidíme počas prvých 5 sekúnd príchod priamej vlny a odrazezých vĺn od rozhrania sedimentov a podložia. Seizmický pohyb v strede údolia má 1D charakter. Na okrajoch údolia sa generujú povrchové vlny, jasne viditeľné na z-ovej zložke rýchlosti (Obr. 6.2). Povrchové vlny generované na jednej a na druhej strane údolia nie sú rovnaké a vidieť na nich asymetriu údolia. Z jedného okraja na druhý prejdú za cca 12 - 13 sekúnd, kde sa opäť odrazia.

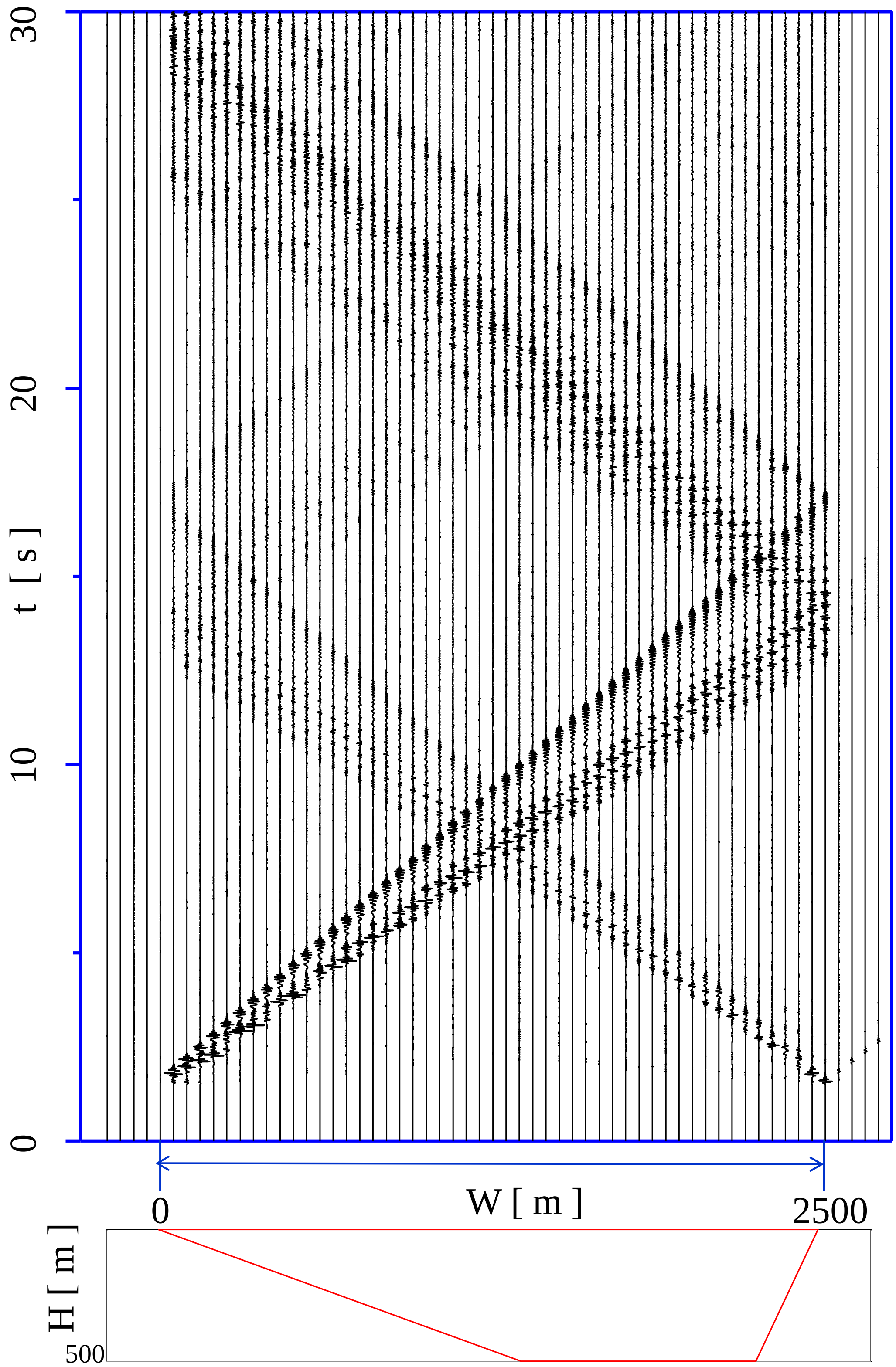
V úzkom sedimentárnom údolí (Obr. 6.3 a 6.4) vidíme najmä povrchové vlny generované na okrajoch údolia. Na rozdiel od širokého údolia má seizmický pohyb iba 2D charakter. Časové trvanie pohybu je kratšie. Približne do 18 - 20 sekúnd je kmitanie takmer úplne utlmené.

Viskoelastické modely majú podobný charakter, ale v dôsledku útlmu, je trvanie seizmického pohybu kratšie v oboch modeloch.

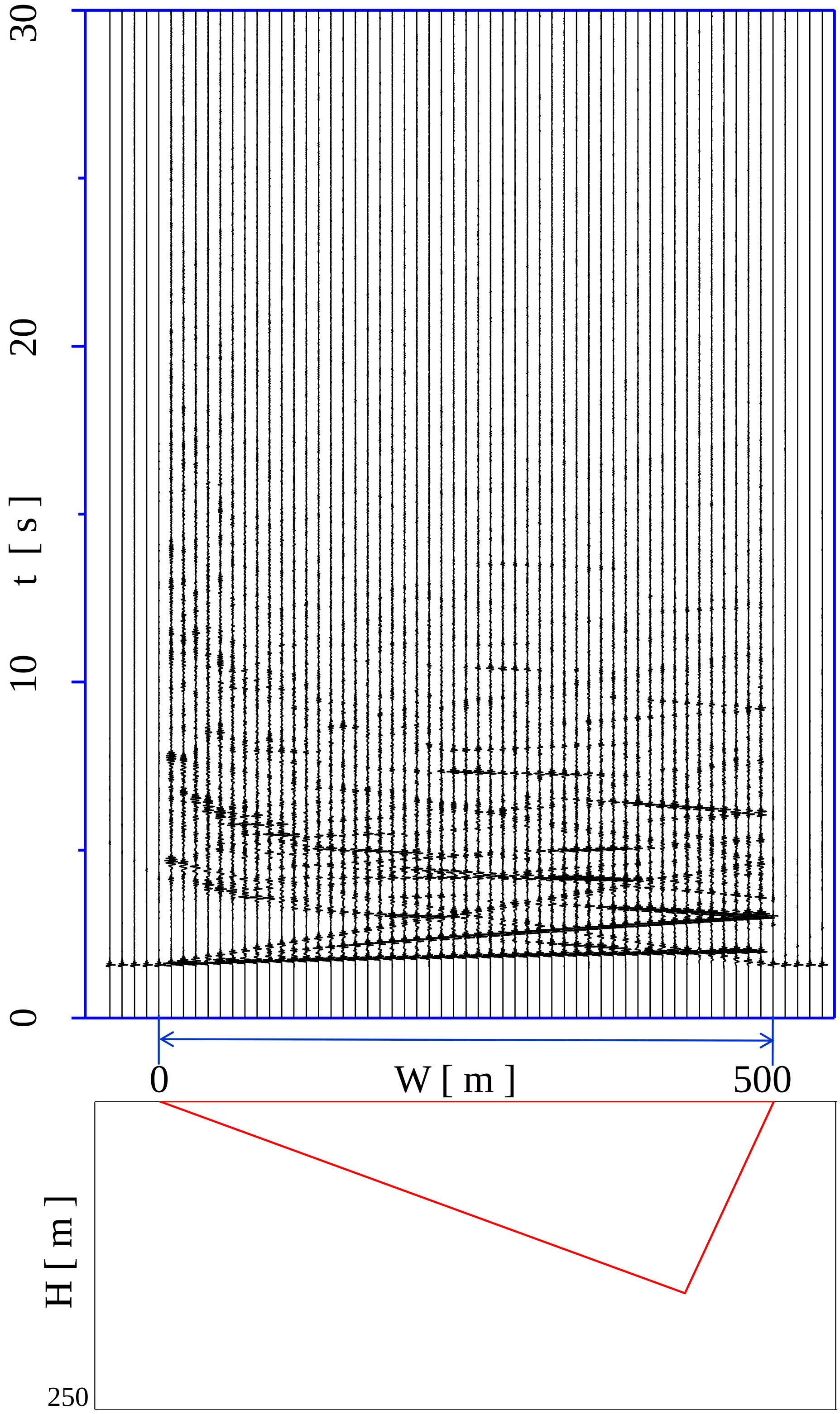
Ostatné analyzované modely mali podobné správanie.



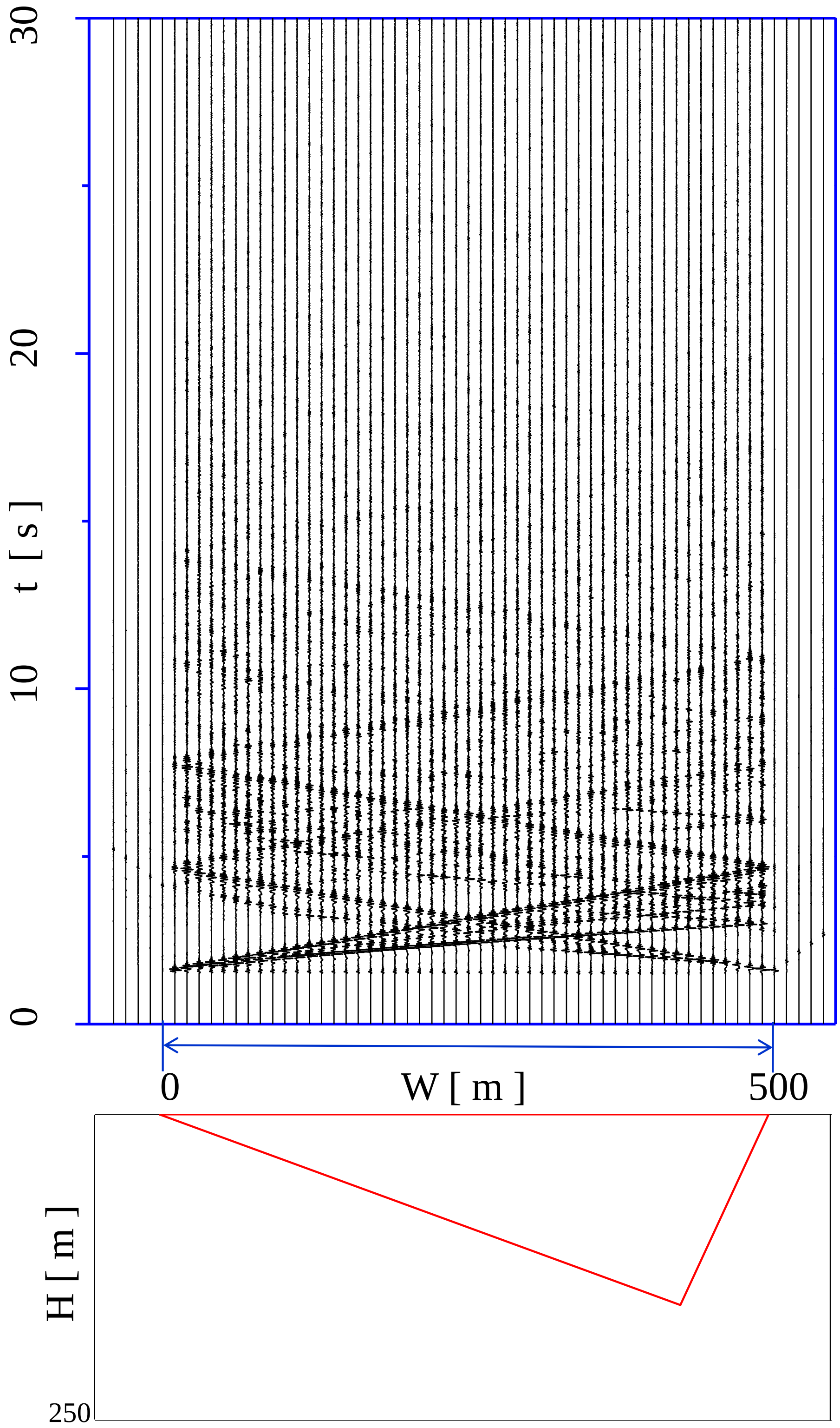
Obr. 6.1 Seizmogramy prijímačov na voľnom povrchu modelu so šírkou sedimentárneho údolia $W = 2500$ m, hĺbkou $H = 500$ m a uhlami ľavého a pravého sklonu $\alpha_1 = 20°$, $\alpha_1 = 65°$. Zložka rýchlosti v_x.



Obr. 6.2 Seizmogramy prijímačov na voľnom povrchu modelu so šírkou sedimentárneho údolia $W = 2500$ m, hĺbkou $H = 500$ m a uhlami ľavého a pravého sklonu $\alpha_1 = 20°$, $\alpha_1 = 65°$. Zložka rýchlosti v_z.



Obr. 6.3 Seizmogramy prijímačov na voľnom povrchu modelu so šírkou sedimentárneho údolia W = 500 m, hĺbkou H = 250 m a uhlami ľavého a pravého sklonu α_1 = 20°, α_1 = 65°. Zložka rýchlosti v_x.



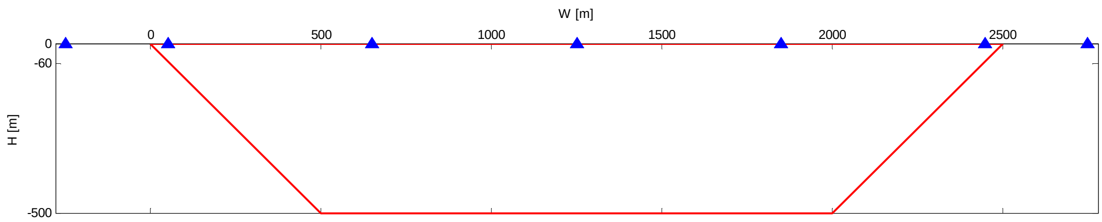
Obr. 6.4 Seizmogramy prijímačov na voľnom povrchu modelu so šírkou sedimentárneho údolia $W = 500$ m, hĺbkou $H = 250$ m a uhlami ľavého a pravého sklonu $\alpha_1 = 20°$, $\alpha_1 = 65°$. Zložka rýchlosti v_z.

6.2 Výpočet amplifikačných faktorov

Podľa kritérií projektu NERA bolo na výpočet amplifikačných faktorov vybratých 27 reálnych trojzložkových akcelerogramov, ktorých parametre sú uvedené v Tabuľke 6.2. Akcelerogramy boli vybrané z databázy RESORCE (Akkar et al. 2013) podľa nasledujúcich kritérií:

magnitúdo:	$4,5 < M < 7$
epicentrálna vzdialenosť:	$\Delta < 20$ km
trieda miesta stanice:	A (skalné podložie)
špičkové zrýchlenie:	$PGA > 1\ \mathrm{ms}^{-2}$

Amplifikačné faktory sme určovali v 7 vybraných prijímačoch. Dva boli mimo údolia z každej strany, dva na okrajoch údolia, jeden v strede údolia a jeden medzi krajnými a stredným prijímačom (Obr. 6.5).



Obr. 6.5 Príklad rozmiestnenie prijímačov, v ktorých sme určovali amplifikačné faktory. Z ľava do prava sú to prijímače 2D056, 2D002, 2D014, 2D026, 2D038, 2D050, 2D052.

Amplifikačné faktory sme vypočítali podľa vzťahu (1.15). Pre súbor 27 reálnych akcelerogramov, ktorých parametre sú uvedené v Tabuľke 6.2, sme vypočítali priemerný amplifikačný faktor podľa vzťahu (1.16) so štandardnou odchýlkou danou rovnicou (1.17).

Vysokofrekvenčný amplifikačný faktor $F_{\xi a}$, kde $\xi \in \{x,\, y,\, z\}$, sme počítali na intervale frekvencií od $1,5$ do 15 Hz. Pre súbor 27 reálnych akcelerogramov, ktorých parametre sú uvedené v Tabuľke 6.2, sme vypočítali priemerný vysokofrekvenčný amplifikačný faktor podľa vzťahu (1.18). Štandardnú odchýlku sme vypočítali podľa rovnice (1.17).

Nízkofrekvenčný amplifikačný faktor sme nepočítali, lebo nebol zahrnutý v požiadavkách projektu NERA.

dátum čas	názov udalosti	zem. šírka [°]	zem. dĺžka [°]	hĺbka hypoc. [km]	zlomový mech.	Mw	epic. vzdial. [km]	komp. orien.	Fmin [Hz]	Fmax [Hz]	PGA [m/s/s]
15.4.1978 23:33	Basso Tirreno, Italy	38.270	14.860	15	Strike-slip	6.1	18	NS	0.15	115	1.4963
								WE	0.15	100	1.2928
								UP	0.25	55	0.8048
11.5.1984 10:41	Lazio Abruzzo (Aftershock), Italy	41.732	13.921	8	Normal	5.5	15	NS	0.2	70	1.4662
								WE	0.18	55	0.8483
								UP	0.2	85	0.3771
11.5.1984 10:41	Lazio Abruzzo (Aftershock), Italy	41.732	13.921	8	Normal	5.5	6	NS	0.1	65	1.2035
								WE	0.1	999	1.2964
								UP	0.08	999	0.7148
6.10.1997 23:24	App. Umbro-Marchigiano, Italy	43.028	12.847	3.9	Normal	5.4	14	NS	0.2	999	1.4918
								WE	0.2	90	1.8444
								UP	0.12	90	0.7965
12.10.1997 11:08	App. Umbro-Marchigiano, Italy	42.906	12.920	0.1	Normal	5.2	10	NS	0.2	999	1.6841
								EW	0.2	999	1.5749
								UP	0.08	999	0.8181
14.10.1997 15:23	Umbria-Marche 3Rd Shock, Italy	42.898	12.899	7.3	Normal	5.6	12	NS	0.1	999	1.7626
								WE	0.1	75	0.9440
								UP	0.1	75	0.4363
5.4.1998 15:52	App. Umbro-Marchigiano, Italy	43.190	12.767	4.4	Normal	4.8	5	NS	0.3	90	0.9900
								WE	0.3	999	1.0084
								UP	0.2	999	0.6510
11.5.1984 13:14	Massiccio Meta, Italy	41.754	13.919	12.2	Normal	4.8	6	NS	0.4	105	1.0377
								WE	0.4	90	0.5837
								UP	0.2	100	0.3966
31.12.1988 4:07	Spitak (Aftershock), Armenia	40.950	43.990	5	Rever-se	4.2	10	NS	0.25	25	1.7342
								EW	0.25	25	1.0535
								UP	0.25	25	0.5543
30.3.1989 16:36	Spitak (Aftershock), Armenia	40.980	44.030	3	Rever-se	4.3	14	NS	0.25	25	2.0874
								EW	0.25	25	1.8723
								UP	0.25	25	1.2078
14.10.1997 15:23	Umbria-Marche 3Rd Shock, Italy	42.898	12.899	7.3	Normal	5.6	9	NS	0.25	25	3.3006
								EW	0.25	25	3.3339
								UP	0.25	25	1.5434
9.1.1988 1:02	Se Of Tirana, Albania	41.290	19.900	5	Rever-se	5.9	7	NS	0.15	20	1.1376
								EW	0.1	999	4.0476
								UP	0.15	999	0.6926
16.9.1977 23:48	Friuli, Italy	46.280	12.980	21	Rever-se	5.3	9	NS	0.3	125	1.0836
								WE	0.3	115	0.7924
								UP	0.3	150	0.4602
11.5.1984 10:41	Lazio Abruzzo (Aftershock), Italy	41.732	13.921	8	Normal	5.5	13	NS	0.16	60	0.9106
								WE	0.19	100	1.7527
								UP	0.15	90	0.3495
3.4.1998 7:26	App. Umbro-Marchigiano, Italy	43.185	12.757	1.9	Normal	5.1	5	NS	0.19	85	1.1911
								WE	0.23	999	1.4762
								UP	0.45	85	1.1296
5.4.1998 15:52	App. Umbro-Marchigiano, Italy	43.190	12.767	4.4	Normal	4.8	8	NS	0.2	30	1.8187
								WE	0.2	30	1.9639
								UP	0.2	30	0.8030

28.2.1980 21:04	Val Nerina, Italy	42.800	12.967	12	--	5	6	NS	0.2	20	0.7379
								WE	0.2	20	1.2879
								UP	0.2	20	0.6606
9.9.1998 11:28	App. Lucano, Italy	40.060	15.949	29.2	Normal	5.6	10	NS	0.7	35	1.6584
								WE	0.7	35	1.5846
								UP	0.7	35	0.6383
1.4.2000 18:08	Monte Amiata, Italy	42.831	11.692	1.6	Normal	4.5	2	NS	0.5	50	1.5024
								WE	0.5	999	1.4742
								UP	0.6	999	0.9390
1.4.2000 18:08	Monte Amiata, Italy	42.831	11.692	1.6	Normal	4.5	2	NS	0.4	60	1.4652
								WE	0.4	65	0.6824
								UP	0.4	60	1.1572
26.11.2001 0:56	Casentino, Italy	43.600	12.109	5.5	Normal	4.7	3	NS	0.5	70	1.3966
								WE	0.5	55	0.6648
								UP	0.5	55	0.6565
6.4.2009 2:37	L'Aquila, Italy	42.366	13.340	10.1	Normal	5.1	2	NS	0.1	40	3.3576
								WE	0.1	40	0.9982
								UP	0.1	40	0.9886
7.4.2009 17:47	L'Aquila, Italy	42.275	13.464	15.1	Normal	5.6	15	NS	0.1	999	1.2117
								WE	0.1	35	0.9104
								UP	0.1	50	0.5593
7.4.2009 17:47	L'Aquila, Italy	42.275	13.464	15.1	Normal	5.6	10	NS	0.1	999	1.6337
								WE	0.1	999	2.2957
								UP	0.1	999	0.9851
7.4.2009 21:34	L'Aquila, Italy	42.380	13.376	7.4	Normal	4.6	2	NS	0.1	70	2.4658
								WE	0.1	999	1.3006
								UP	0.1	999	0.8176
9.4.2009 0:52	Gran Sasso, Italy	42.484	13.343	15.4	Normal	5.4	9	NS	0.07	999	1.4304
								WE	0.07	999	1.0305
								UP	0.07	999	0.4249
9.4.2009 19:38	L'Aquila, Italy	42.501	13.356	17.2	Normal	5.3	10	NS	0.07	999	1.0795
								WE	0.07	999	0.8962
								UP	0.07	999	0.6711

Tabuľka 6.2 Parametre vybraných 27-mych reálnych akcelerogramov.

6.3 Identifikácia kľúčových parametrov odozvy

Uvažovali sme 12 geometrií sedimentárneho údolia, ktoré sú uvedené v Tabuľke 5.3. Široké sedimentárne údolie s $W = 2500$ m a úzke sedimentárne údolie s $W = 500$ m. Pre obidve šírky sme vybrali dve rôzne hĺbky údolia tak, aby reprezentovali plytké a hlboké sedimentárne údolie. Pre každú hĺbku údolia sme zvolili jeden symetrický prípad a dva asymetrické prípady údolia. Simulovali sme elastické aj viskoelastické prostredie.

Analýzu numerických simulácií sme robili osobitne pre úzke sedimentárne údolie a pre široké sedimentárne údolie. V obidvoch prípadoch sme fixovali všetky parametre okrem jedného, pre ktorý sme zisťovali ako jeho zmena ovplyvňuje zosilnenie seizmického pohybu. Menili sme hĺbku sedimentárneho údolia a uhol ľavého sklonu v prípade asymetrickej geometrie údolia. Nakoniec sme porovnali elastický a viskoelastický prípad prostredia, čím sme analyzovali efekt zahrnutia viskoelasticity.

Na Obr. 6.6 horný panel zobrazuje vysokofrekvenčné amplifikačné faktory pre 7 vybraných prijímačov. Krúžkom sme označili prijímače na okrajoch údolia 2D002 a 2D050, a prijímač v strede údolia 2D026 (pozri Obr. 4.3). Pre tieto prijímače sú na dolnom paneli zobrazené priemerné amplifikačné faktory.

6.3.1 Hĺbka údolia

Široké sedimentárne údolie. Porovnávame plytké údolie s hĺbkou $H = 60$ m a hlboké s $H = 500$ m. Na Obr. 6.6 sú symetrické údolia s $\alpha_1 = \alpha_2 = 45°$. Na Obr. 6.7 sú asymetrické údolia s $\alpha_1 = 10°$, $\alpha_2 = 65°$. Na Obr. 6.8 sú asymetrické údolia s $\alpha_1 = 20°$, $\alpha_2 = 65°$. Horný panel zobrazuje vysokofrekvenčný amplifikačný faktor, pre zložku kolmú na profil, v rovine profilu a vertikálnu zložku. Dolný panel predstavuje priemerné amplifikačné faktory (pre všetky tri zložky) vybraných prijímačov v sedimentárnom údolí.

Údolie je na zmenu hĺbky takmer necitlivé. Rozdiely medzi vysokofrekvenčnými amplifikačnými faktormi plytkého a hlbokého údolia vo väčšine prípadov sú približne na úrovni chýb. Na Obr. 6.7 môžeme vidieť, že výraznejší rozdiel v amplifikačnom faktore je len v zložke kolmej na profil na pravom okraji údolia. Podobný prípad vidíme aj na Obr. 6.8, avšak väčší amplifikačný faktor v prípade plytšieho údolia je vo všetkých troch zložkách.

Parciálne závery:

- V P-SV prípade vysokofrekvenčný amplifikačný faktor je necitlivý na zmenu hĺbky.
- V SH prípade slabá závislosť vysokofrekvenčného amplifikačného faktora od hĺbky

na okraji bazénu v mieste kde rozhranie sedimentov zviera s voľným povrchom uhol väčší ako 65°.

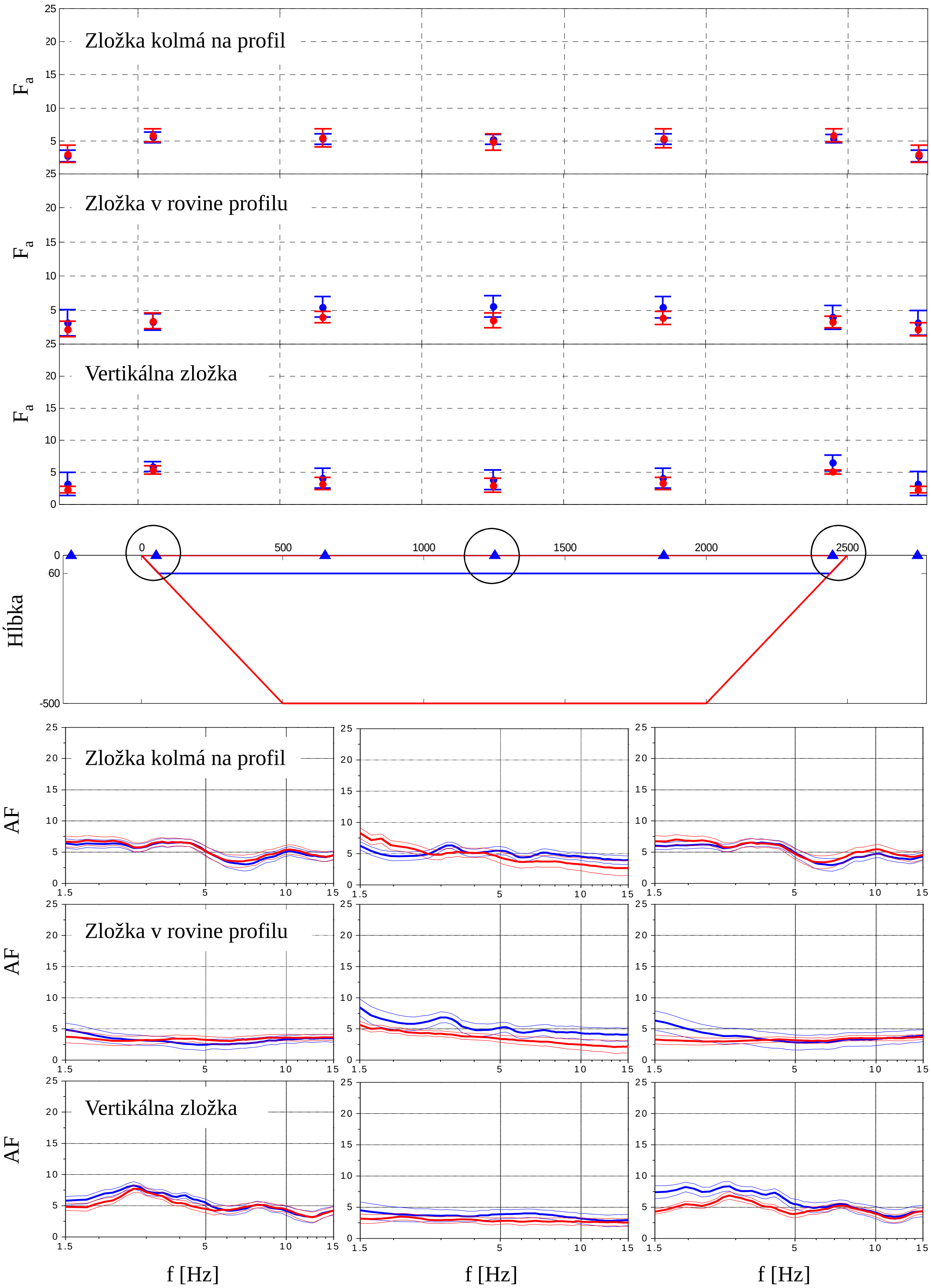
Úzke sedimentárne údolie. Porovnávame plytké údolie s hĺbkou $H = 30$ m a hlboké s $H = 250$ m. Na Obr. 6.9 sú symetrické údolia s $\alpha_1 = \alpha_2 = 45°$. Na Obr. 6.10 sú asymetrické údolia s $\alpha_1 = 10°$, $\alpha_2 = 65°$. Na Obr. 6.11 sú asymetrické údolia s $\alpha_1 = 20°$, $\alpha_2 = 65°$. Horný panel zobrazuje vysokofrekvenčný amplifikačný faktor, pre zložku kolmú na profil, v rovine profilu a vertikálnu zložku. Dolný panel predstavuje priemerné amplifikačné faktory (pre všetky tri zložky) vybraných prijímačov v sedimentárnom údolí.

V úzkom sedimentárnom údolí vo všeobecnosti amplifikačné faktory nezávisia od hĺbky údolia. V symetrickom údolí pozorujeme výraznejší rozdiel na horizontálnych zložkách v strede údolia (Obr. 6.9). Pri asymetrických geometriách podobne ako v prípade širokého údolia, väčšiu zmenu vidíme iba na vertikálnej zložke pravého okraja, avšak amplifikačný faktor je väčší pre hlbšie údolie (Obr. 6.10 a 6.11).

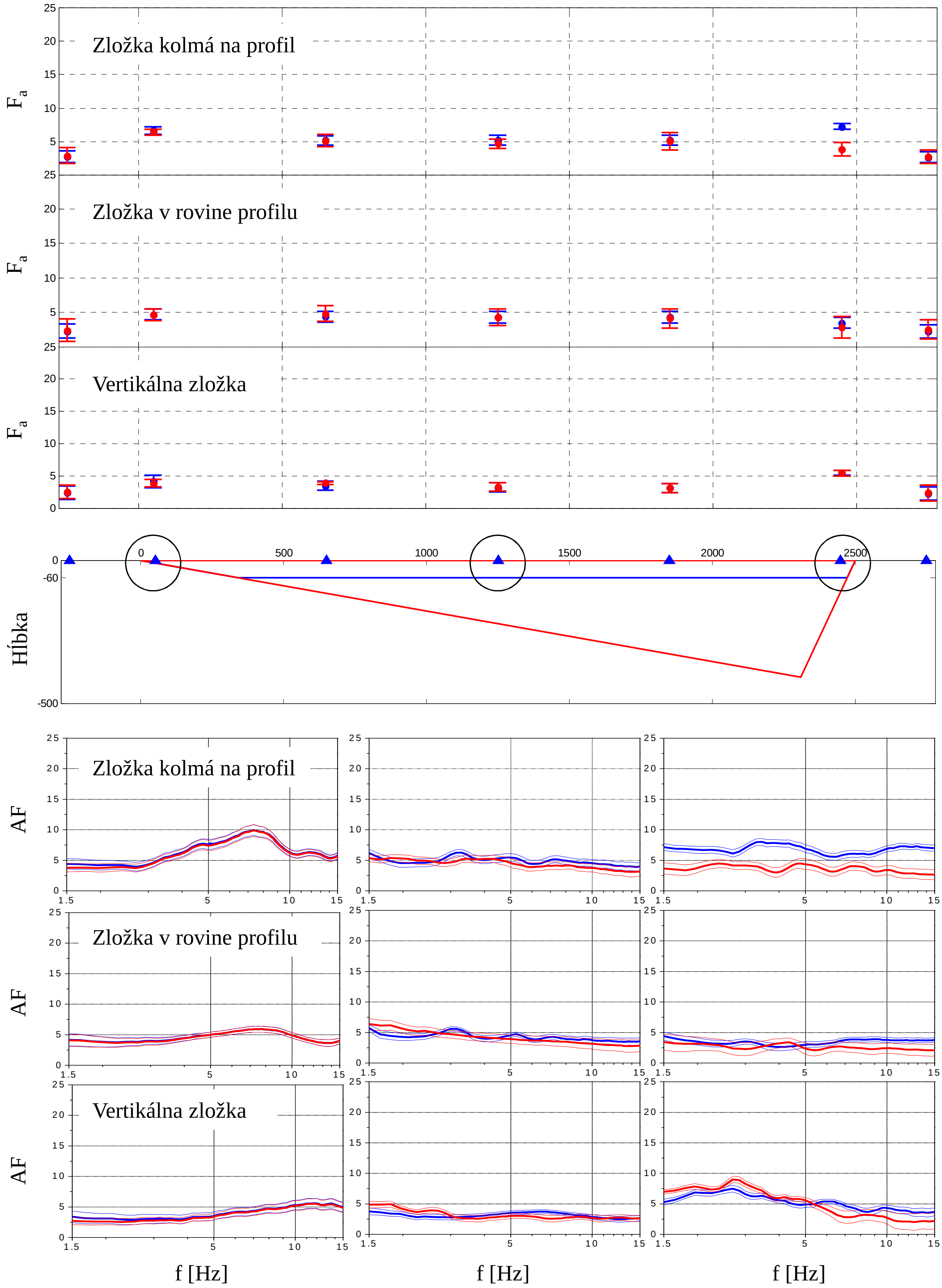
Parciálne závery:

- Výrazná zmena hĺbky v strede údolia sa prejaví len na horizontálnych zložkách vysokofrekvenčného amplifikačného faktora.
- Zmena hĺbky údolia pri okrajoch údolia sa prejaví na vertikálnej zložke vysokofrekvenčného amplifikačného faktora.

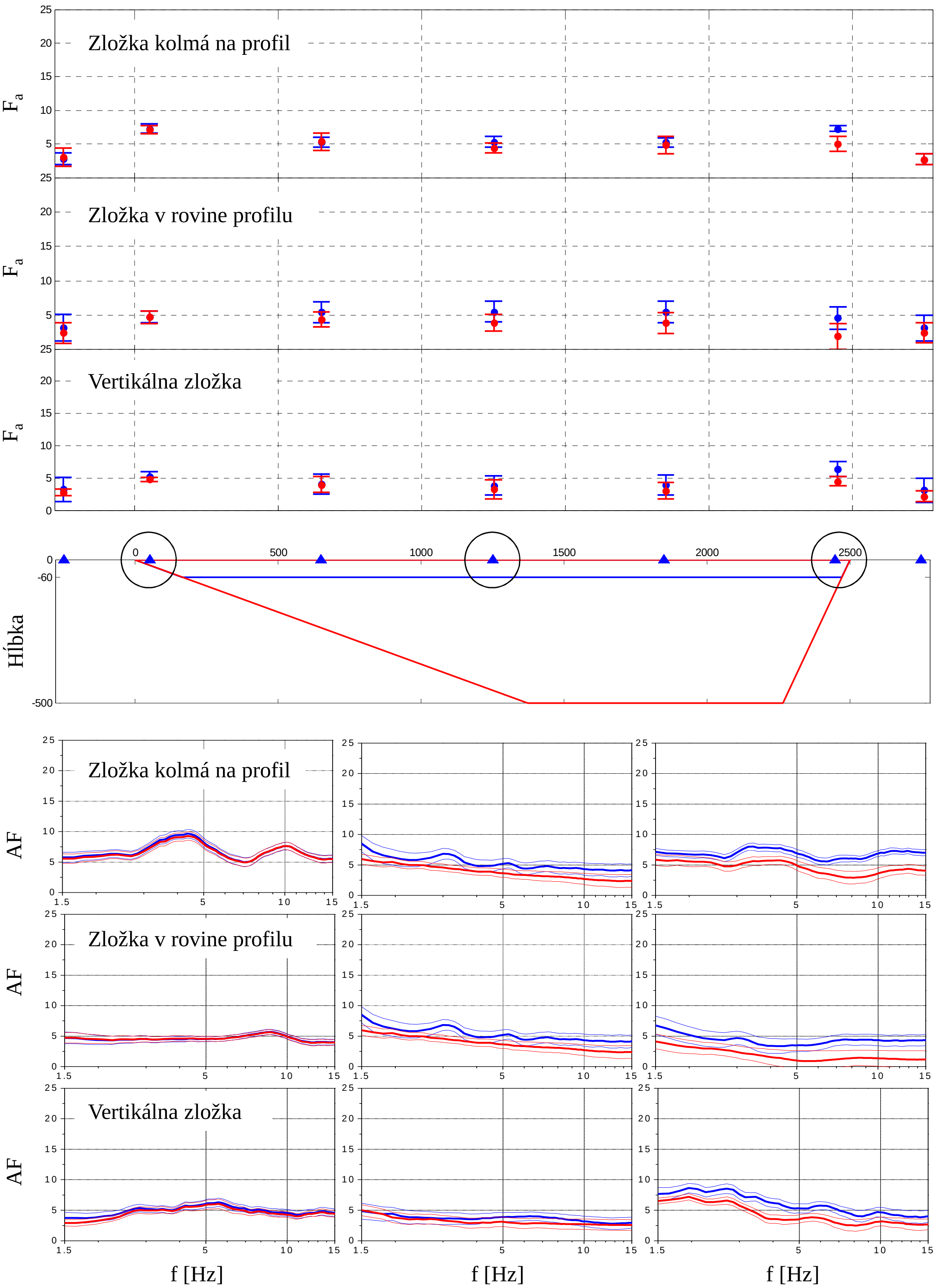
Očakávali sme, že k najmarkantnejším rozdielom amplifikačného faktora bude dochádzať na okraji údolia s ostrejším uhlom a v strede. Zistili sme, že najvýraznejšie zosilnenie je na pravom okraji údolia a prejavuje sa hlavne na vertikálnej zložke.



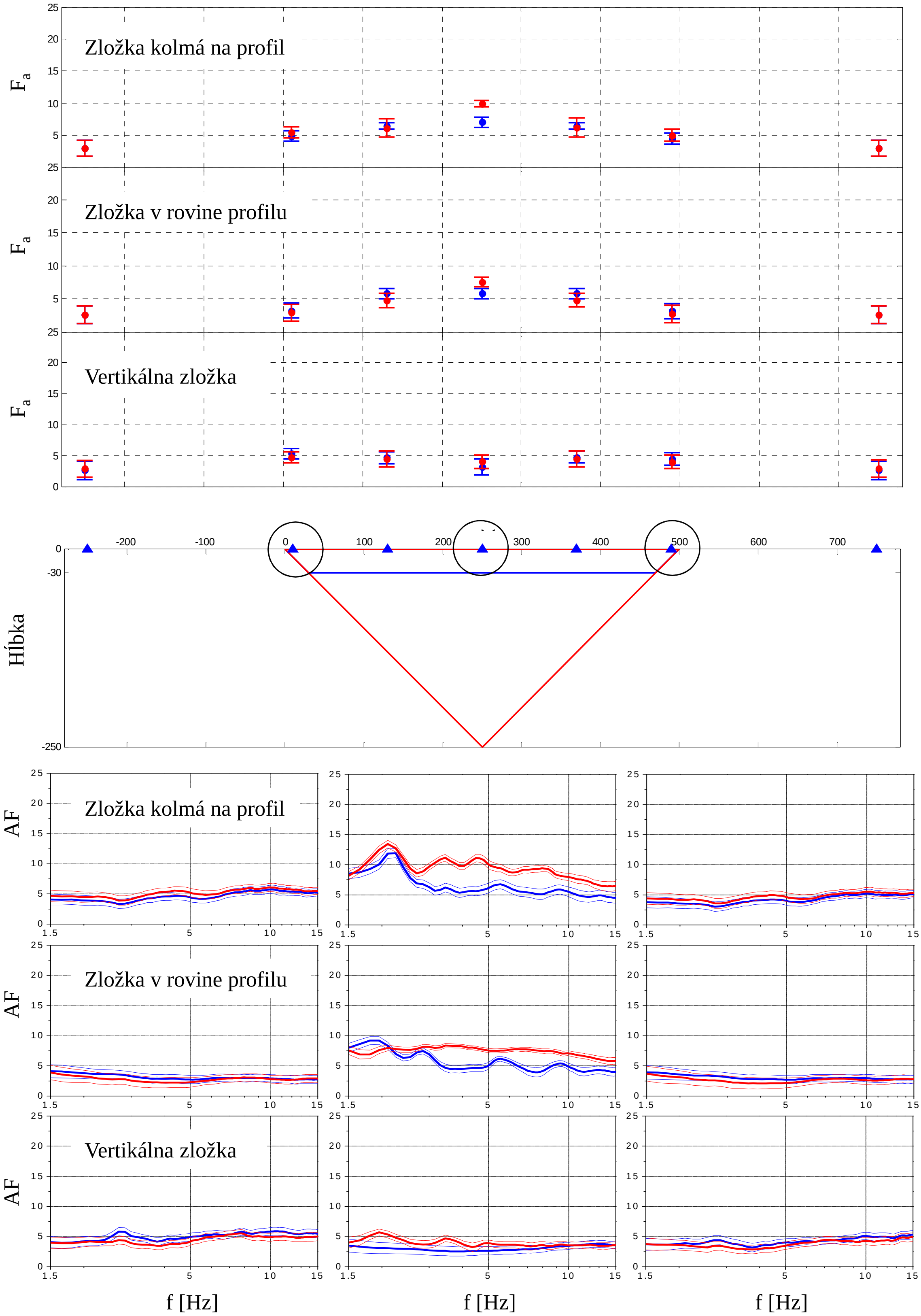
Obr. 6.6 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s hĺbkou $H = 60$ m a $H = 500$ m. Šírka údolia: $W = 2500$ m. Symetrická geometria: $\alpha_1 = \alpha_2 = 45°$.



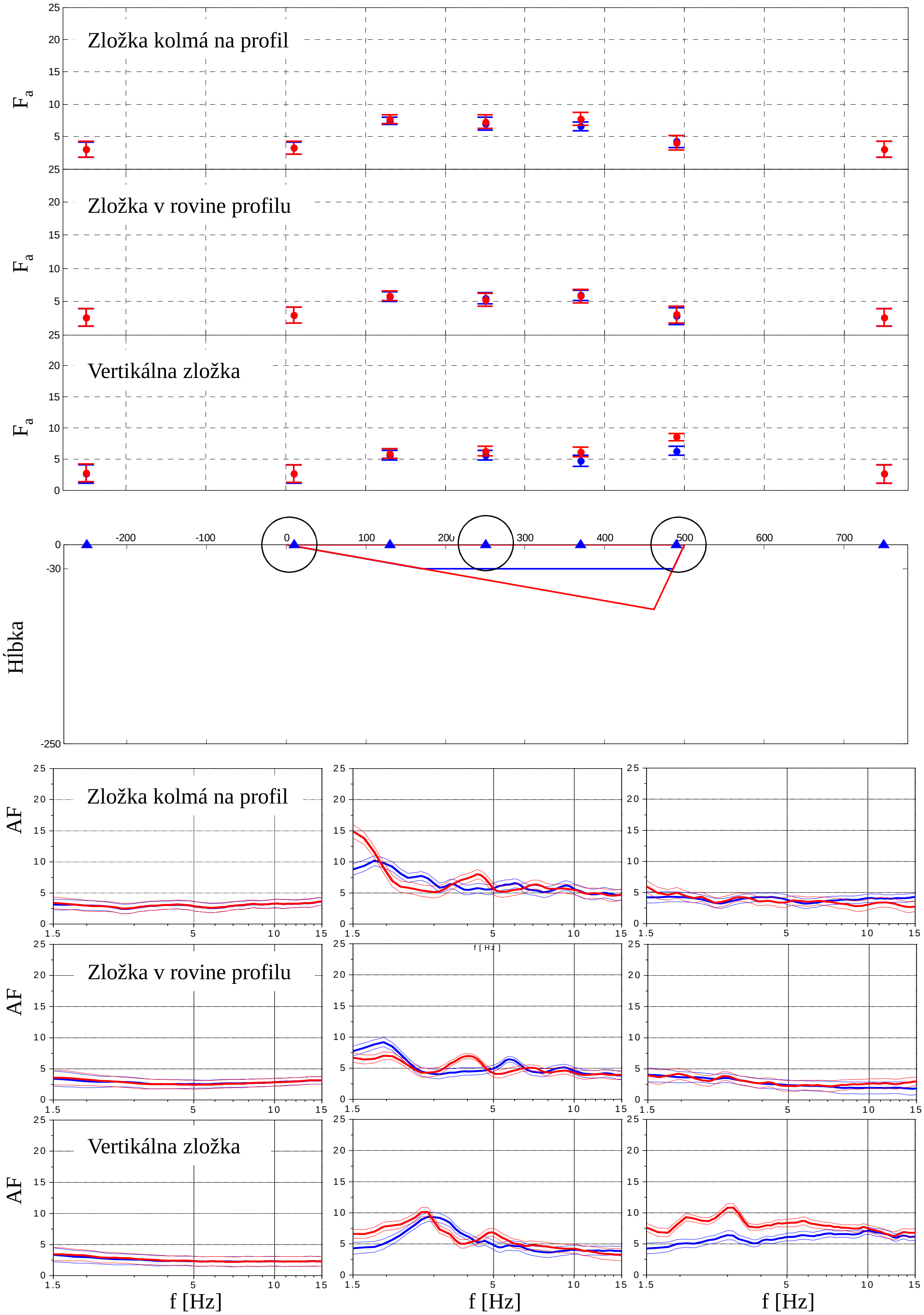
Obr. 6.7 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s hĺbkou $H = 60$ m a $H = 500$ m. Šírka údolia: $W = 2500$ m. Asymetrická geometria: $\alpha_1 = 10°$, $\alpha_2 = 65°$.



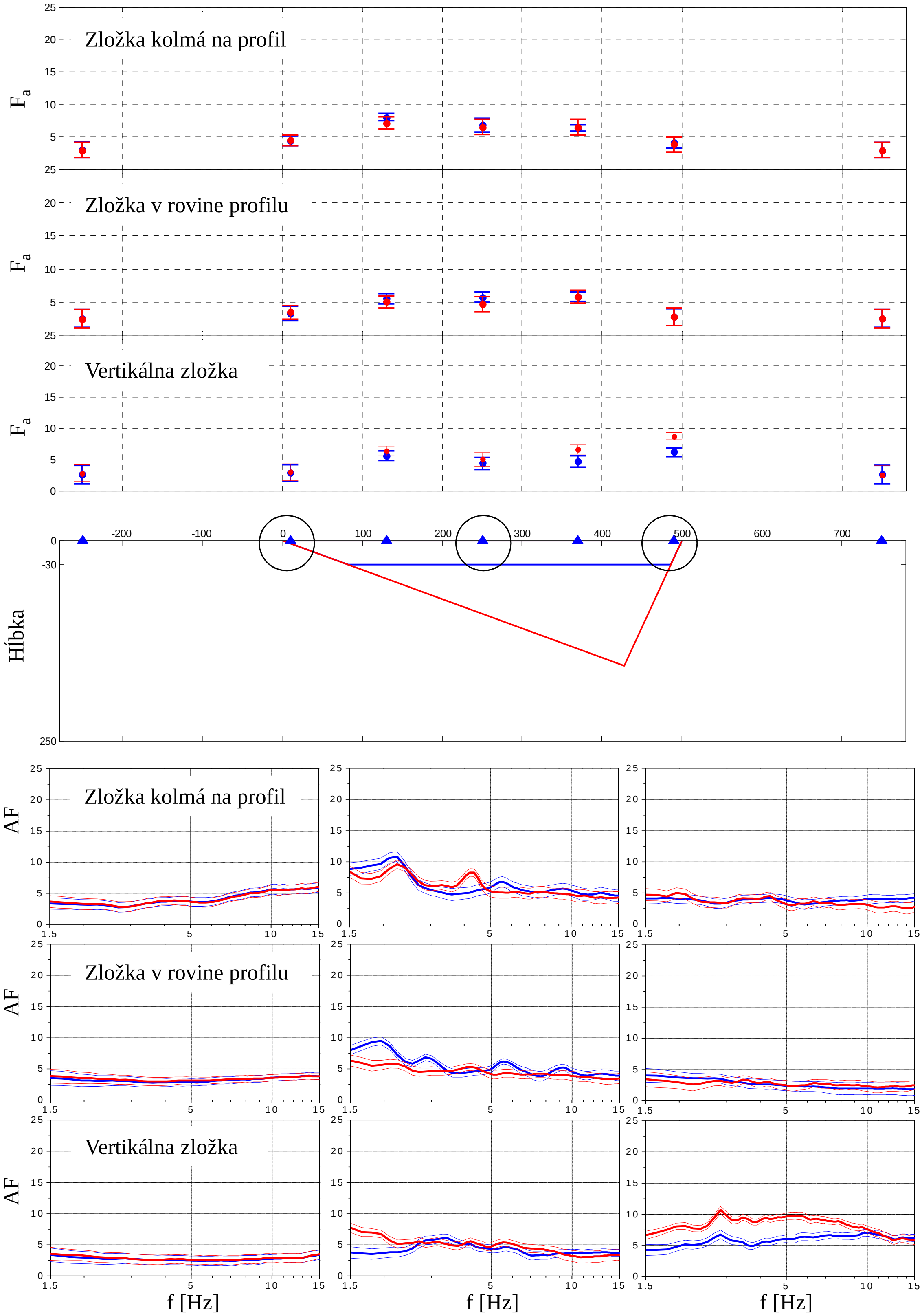
Obr. 6.8 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s hĺbkou $H = 60$ m a $H = 500$ m. Šírka údolia: $W = 2500$ m. Asymetrická geometria: $\alpha_1 = 20°$, $\alpha_2 = 65°$.



Obr. 6.9 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s hĺbkou $H = 30$ m a $H = 250$ m. Šírka údolia: $W = 500$ m. Symetrická geometria: $\alpha_1 = \alpha_2 = 45°$.



Obr. 6.10 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s hĺbkou $H = 30$ m a $H = 250$ m. Šírka údolia: $W = 500$ m. Asymetrická geometria: $\alpha_1 = 10°$, $\alpha_2 = 65°$.



Obr. 6.11 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s hĺbkou $H = 30$ m a $H = 250$ m. Šírka údolia: $W = 500$ m. Asymetrická geometria: $\alpha_1 = 20°$, $\alpha_2 = 65°$.

6.3.2 Uhol ľavého sklonu asymetrického údolia

Široké sedimentárne údolie. Porovnávame asymetrické údolie s uhlami ľavého sklonu $\alpha_1 = 10°$ a $\alpha_1 = 20°$. Na Obr. 6.12 sú plytké údolia s hĺbkou $H = 60$ m. Na obrázku 6.13 sú hlboké údolia s hĺbkou $H = 500$ m. Horný panel zobrazuje vysokofrekvenčný amplifikačný faktor, pre zložku kolmú na profil, v rovine profilu a vertikálnu zložku. Dolný panel predstavuje priemerné amplifikačné faktory (pre všetky tri zložky) vybraných prijímačov v sedimentárnom údolí.

V plytkom ani v hlbokom údolí zmena ľavého uhlu sklonu takmer neovplyvňuje amplifikačný faktor a rozdiely sú na úrovni chýb. Čiastočné rozdiely sú na okrajoch údolia vo vertikálnej zložke.

Parciálne závery:

- Zmenšenie uhola sa výrazne prejavý na len SH zložke priemerného amplifikačného faktora posunom maxima do vyšších frekvencií.

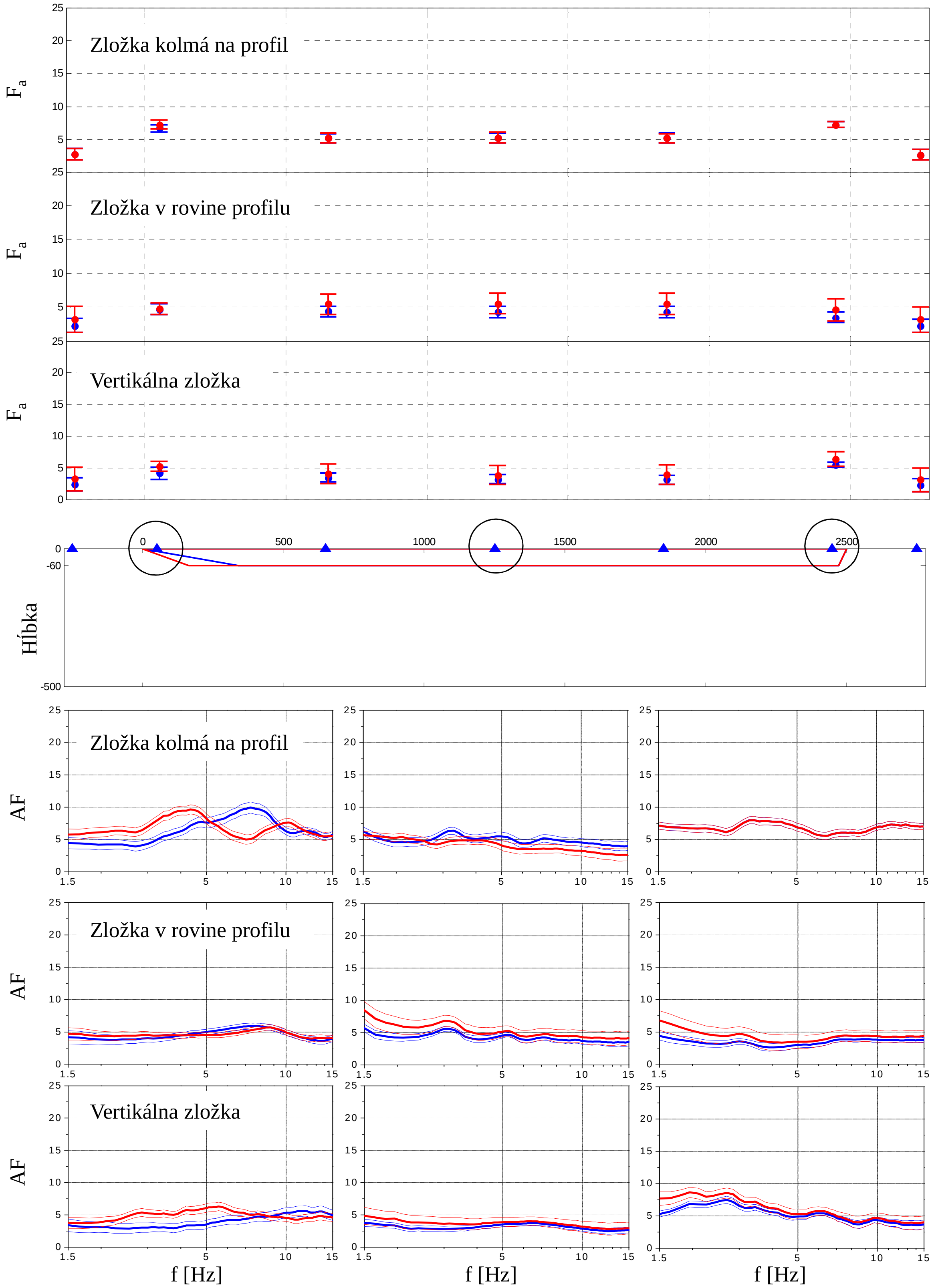
Úzke sedimentárne údolie. Porovnávame asymetrické údolie s uhlom ľavého sklonu $\alpha_1 = 10°$ a $\alpha_1 = 20°$. Na Obr. 6.14 sú plytké údolia s hĺbkou $H = 30$ m. Na obrázku 6.15 sú hlboké údolia s hĺbkou $H = 250$ m. Horný panel zobrazuje vysokofrekvenčný amplifikačný faktor, pre zložku kolmú na profil, v rovine profilu a vertikálnu zložku. Dolný panel predstavuje priemerné amplifikačné faktory (pre všetky tri zložky) vybraných prijímačov v sedimentárnom údolí.

V úzkom údolí vidíme malý rozdiel iba vo vertikálnej zložke v strede údolia. Horizontálne zložky sa takmer nemenia (Obr. 6.14 a 6.15). Malú zmenu zložky kolmej na profil pozorujeme iba pri ľavom okraji údolia.

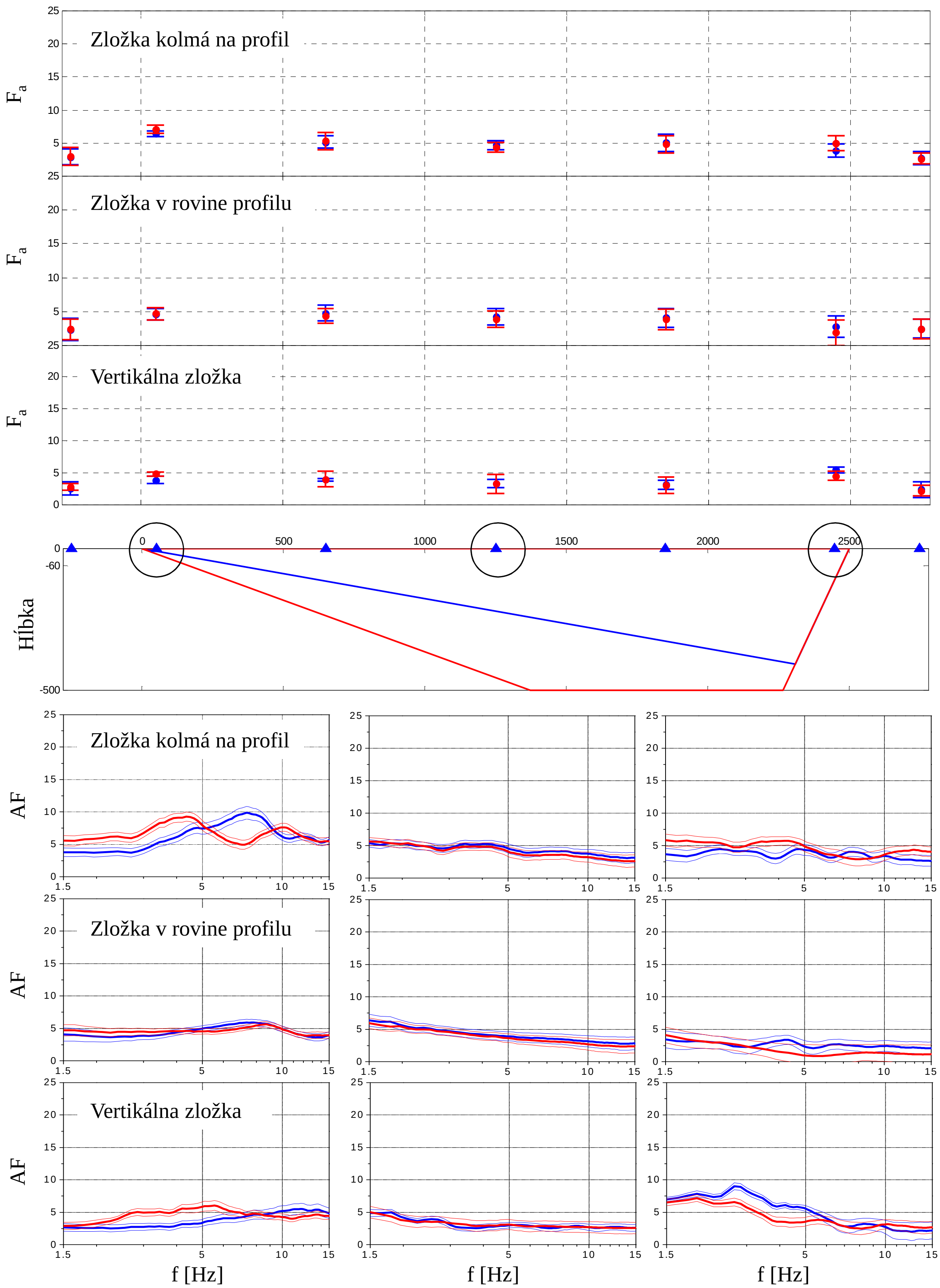
Parciálne závery:

- Na vyšetrovanom intervale 1,5 až 15 Hz nevidieť ani na SH zložke amplifikačného faktora zásadný vplyv pri zmene uhla. Zmena pozorovaná pre široké údolie, by sa asi prejavila na frekvenciách vyšších ako 15 Hz.

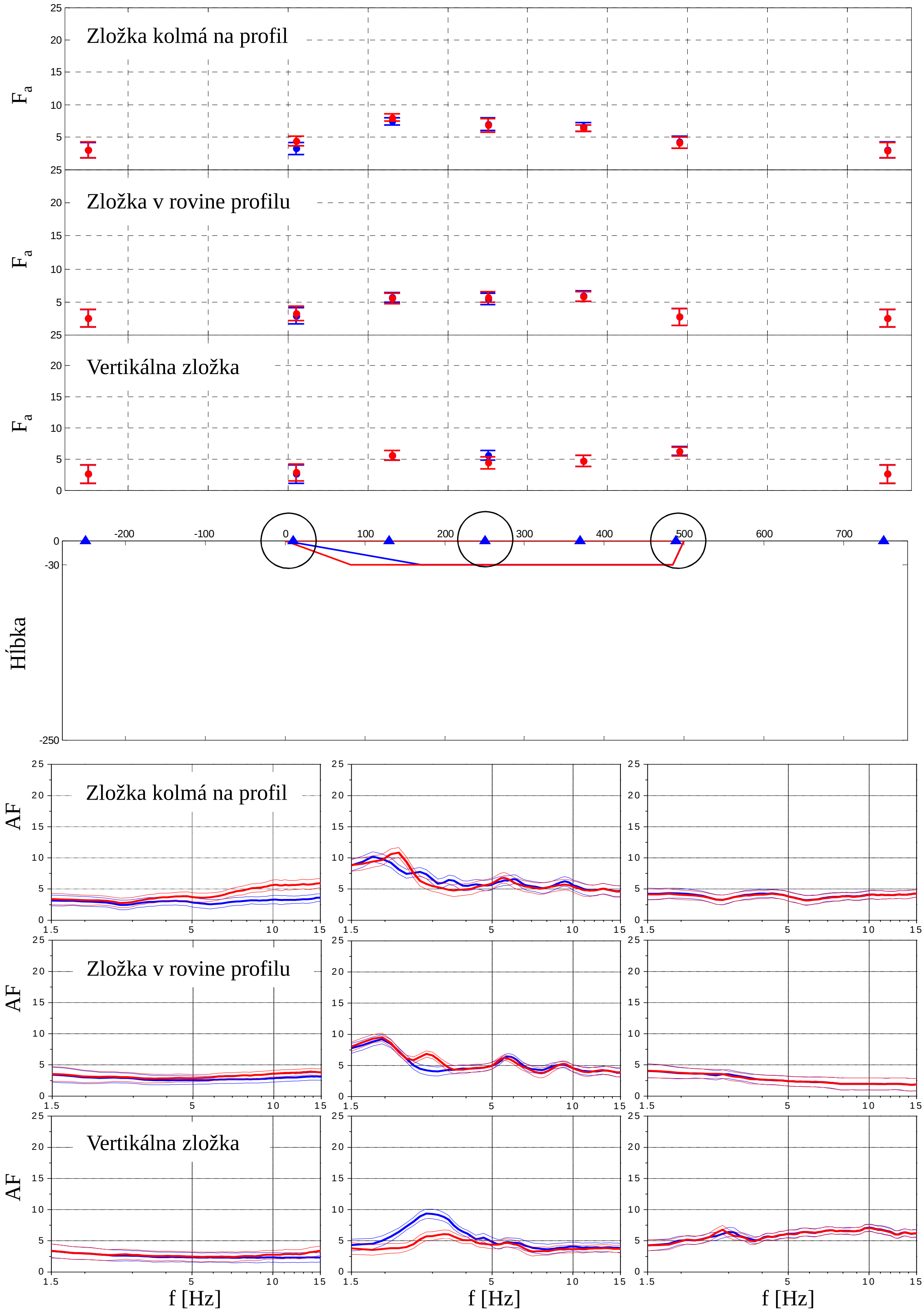
- Vysokofrekvenčné amplifikačné faktory nevykazujú závislosť na zmene uhla. Samotný priebeh amplifikačného faktora vo všetkých zložkách mení charakter.



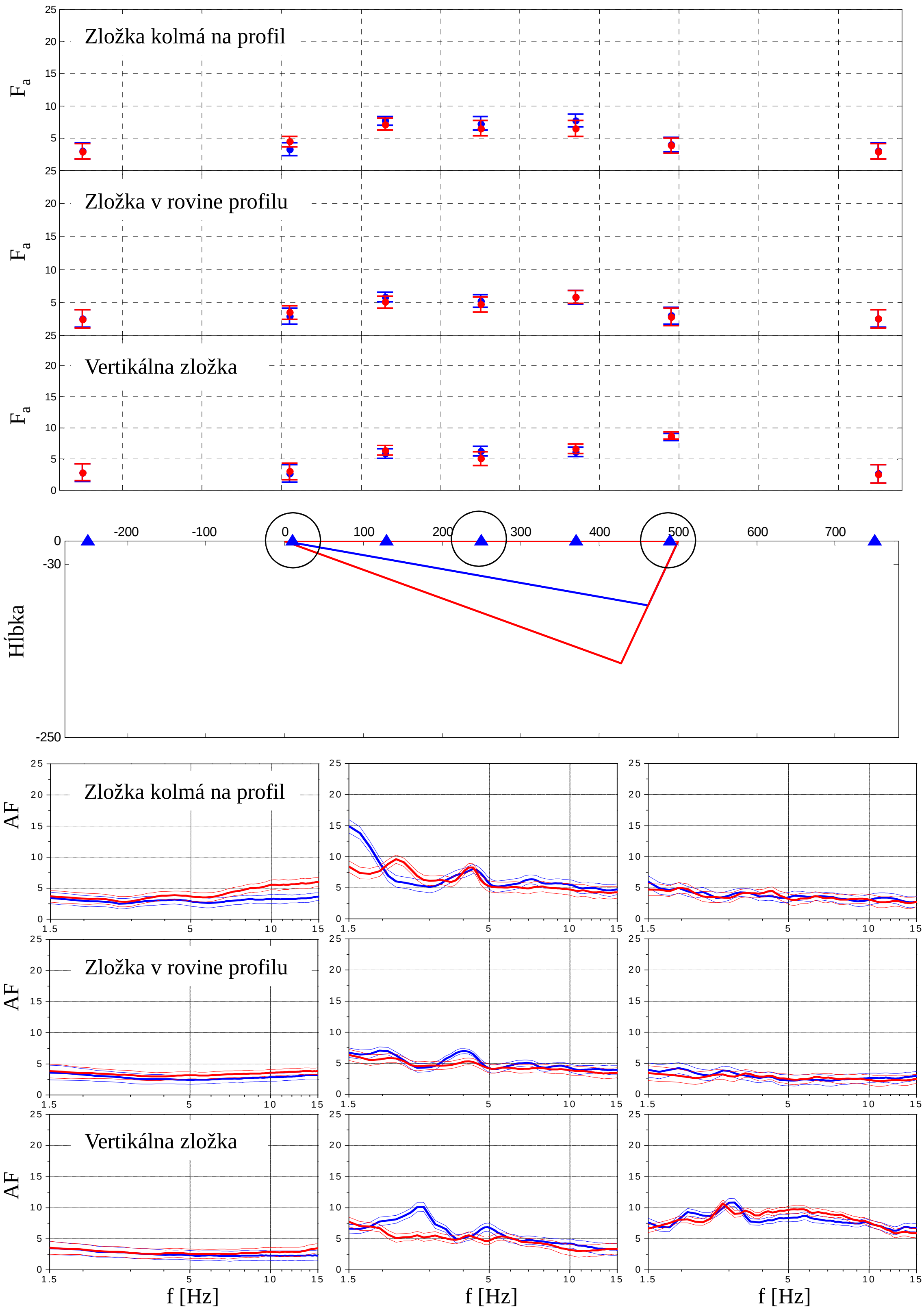
Obr. 6.12 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s hĺbkou $\alpha_1 = 10°$ a $\alpha_1 = 20°$. Šírka údolia: $W = 2500$ m. Hĺbka údolia: $H = 60$ m.



Obr. 6.13 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s hĺbkou $\alpha_1 = 10°$ a $\alpha_1 = 20°$. Šírka údolia: $W = 2500$ m. Hĺbka údolia: $H = 500$ m.



Obr. 6.14 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s hĺbkou $\alpha_1 = 10°$ a $\alpha_1 = 20°$. Šírka údolia: $W = 500$ m. Hĺbka údolia: $H = 30$ m.



Obr. 6.15 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s hĺbkou $\alpha_1 = 10°$ a $\alpha_1 = 20°$. Šírka údolia: $W = 500$ m. Hĺbka údolia: $H = 250$ m.

6.3.3 Elastický vs. viskoelastický prípad

Porovnávame elastický a viskoelastický prípad prostredia pre symetrické sedimentárne údolie s $\alpha_1 = \alpha_2 = 45°$.

Široké sedimentárne údolie. Na Obr. 6.16 je plytké údolie s hĺbkou $H = 60$ m. Na Obr. 6.17 je hlboké údolie s hĺbkou $H = 500$ m.

Takmer konzistentne v prijímačoch umiestnených na sedimentoch amplifikačný faktor viskoelastického prostredia klesá o viac ako polovicu. Tým že údolie je širšie, tak povrchové vlny generované na okrajoch údolia sú viac tlmené. Môžeme si všimnúť, že v modeloch bez útlmu dostávame niekoľkonásobne vyššie amplifikačné faktory (na frekvenciách nižších než 5 Hz) ako v modeloch s útlmom.

Parciálne závery:

- Vysokofekvenčný amplifikačný faktor vo viskoelastickom prostredí nadobúda polovičné hodnoty ako v elastickom prostredí vo všetkých prijímačoch na sedimentárnom údolí.

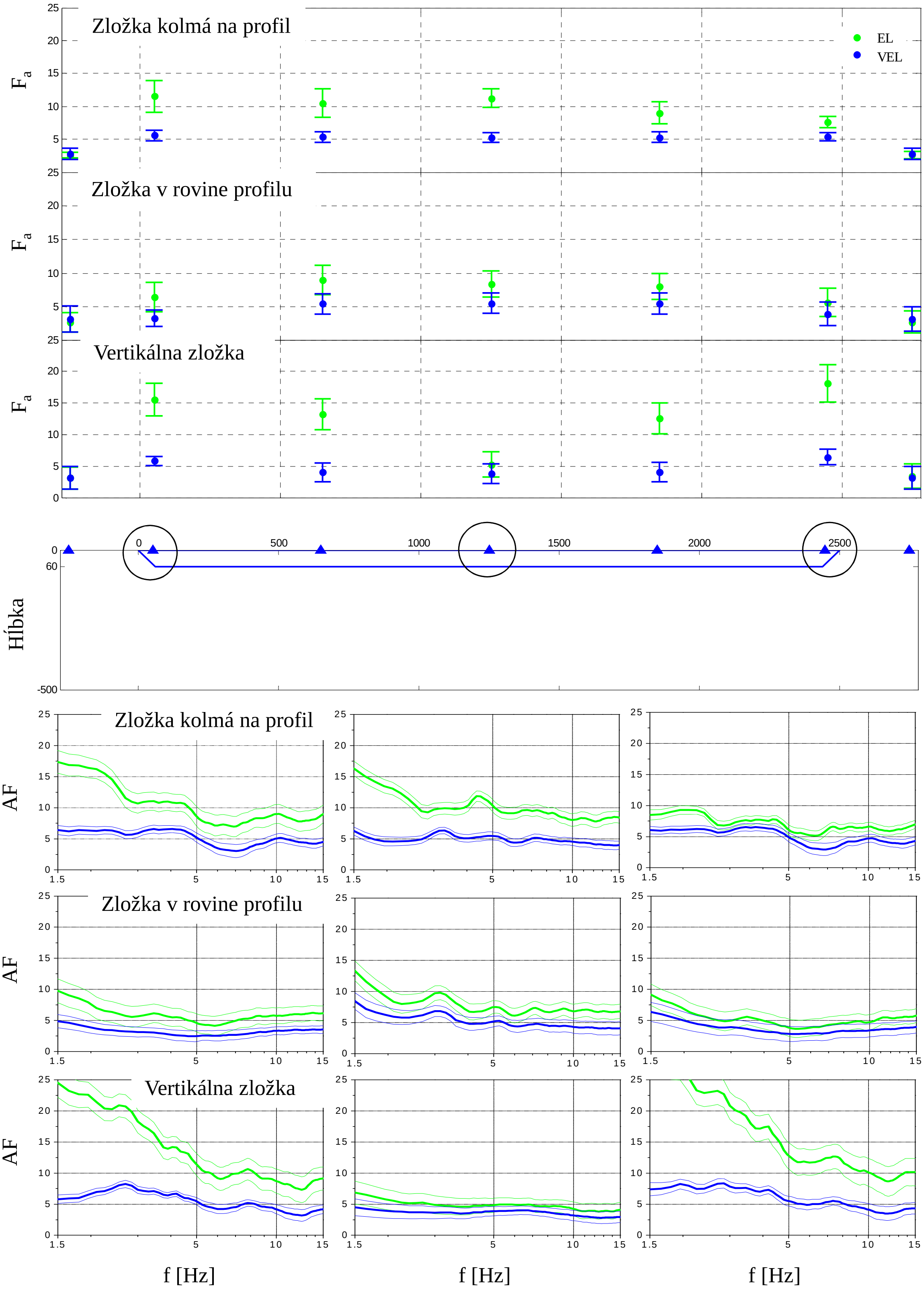
Úzke sedimetárne údolie. Na Obr. 6.18 je plytké údolie s hĺbkou $H = 30$ m. Na Obr. 6.19 je hlboké údolie s hĺbkou $H = 250$ m.

Najväčšie rozdiely sú v strede údolia. Smerom ku krajom sa efekt zahrnutia útlmu neprejavuje na amplifikačných faktoroch. Je to zrejme dôsledok veľkosti údolia vo vzťahu k vlnovým dĺžkam.

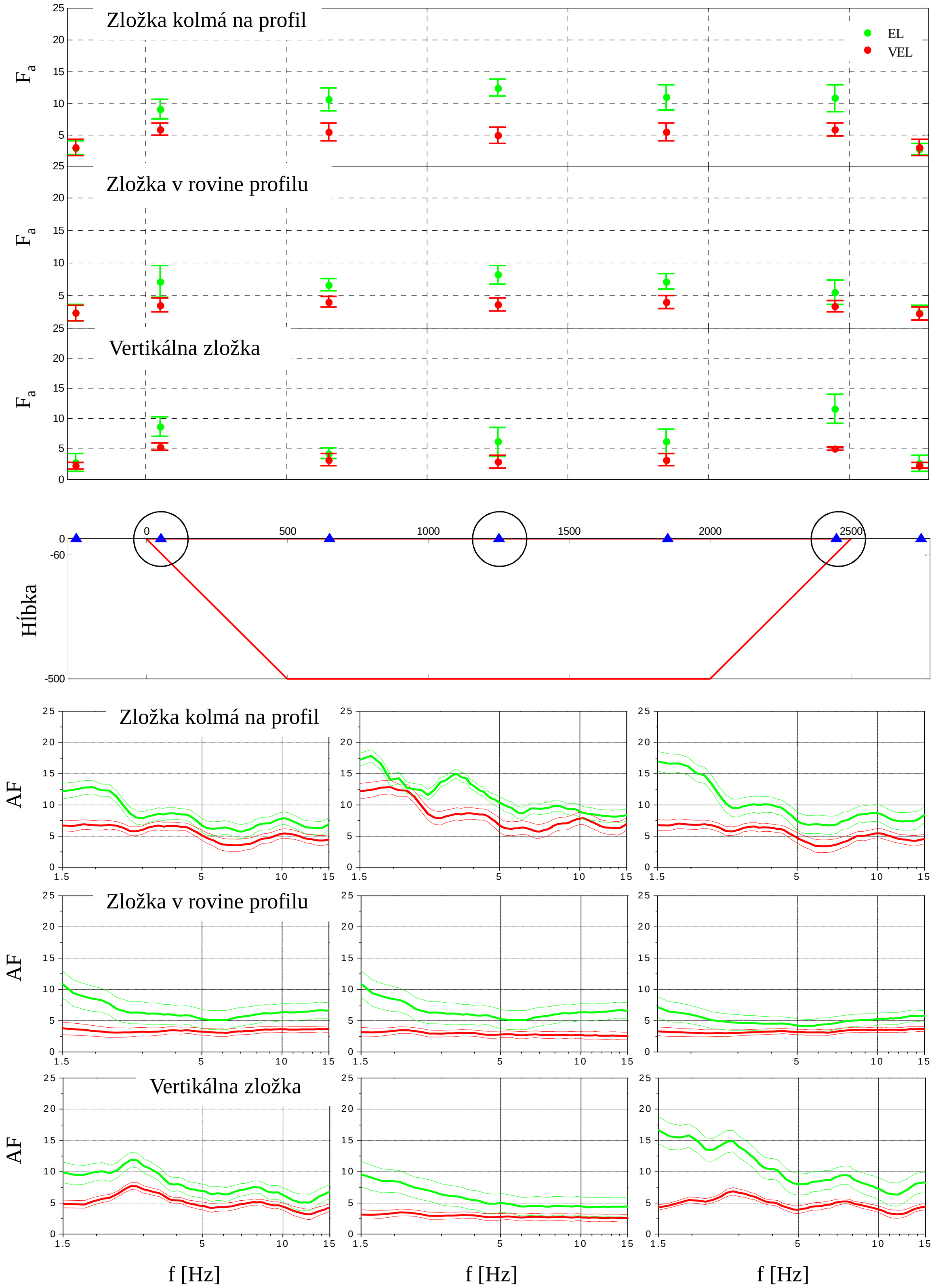
Parciálne závery:

- Efekt zníženia vysokofrekvenčného amplifikačného faktora pozorovaný pre široké sedimentárne údolie je v úzkom údolí pozorovaný najmä v strede údolia. Okraje údolia sú z hľadiska priemerného amplifikačného faktora málo citlivé na zahrnutie útlmu.

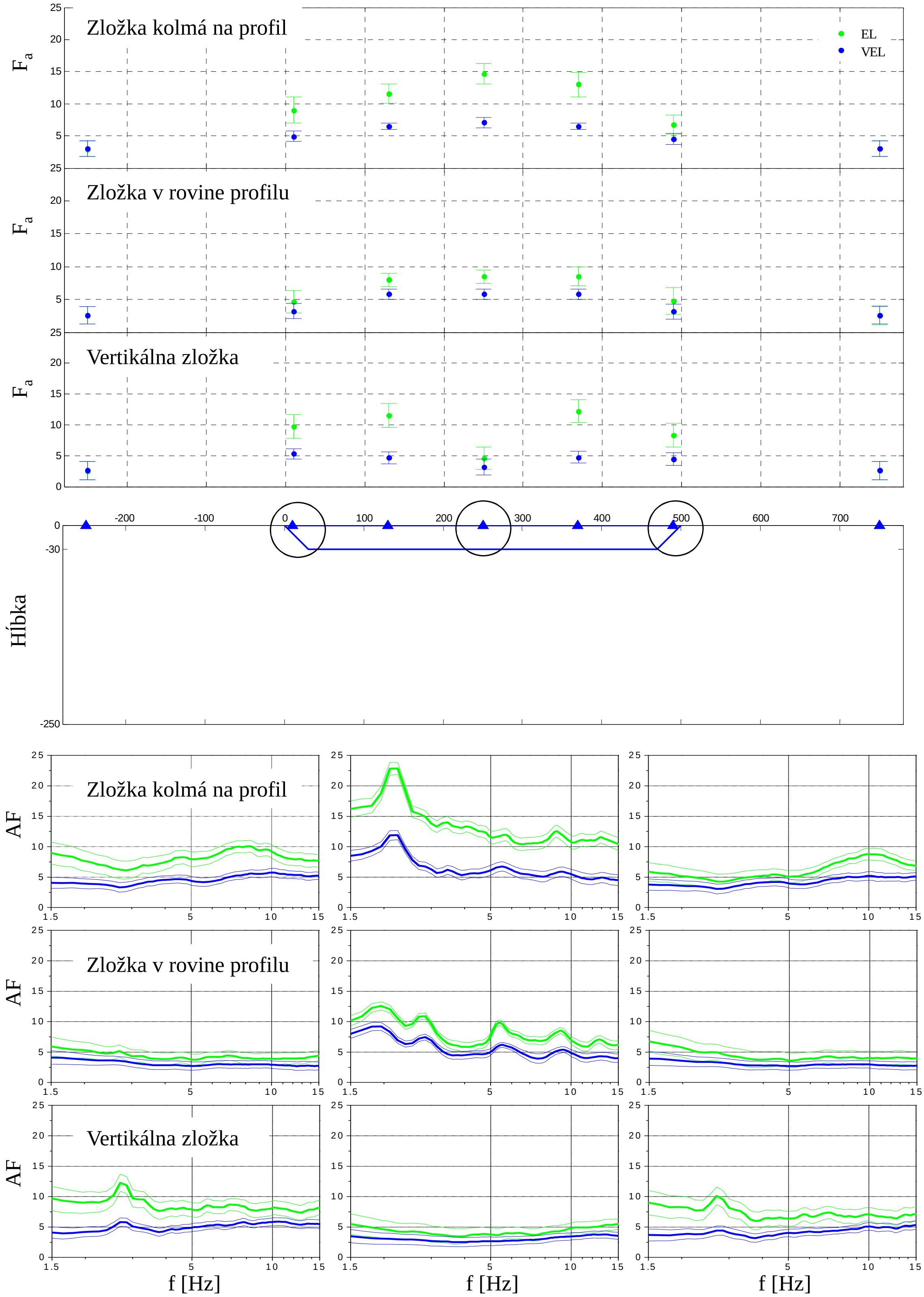
Analogické efekty sme pozorovali aj pre iné geometrie údolí.



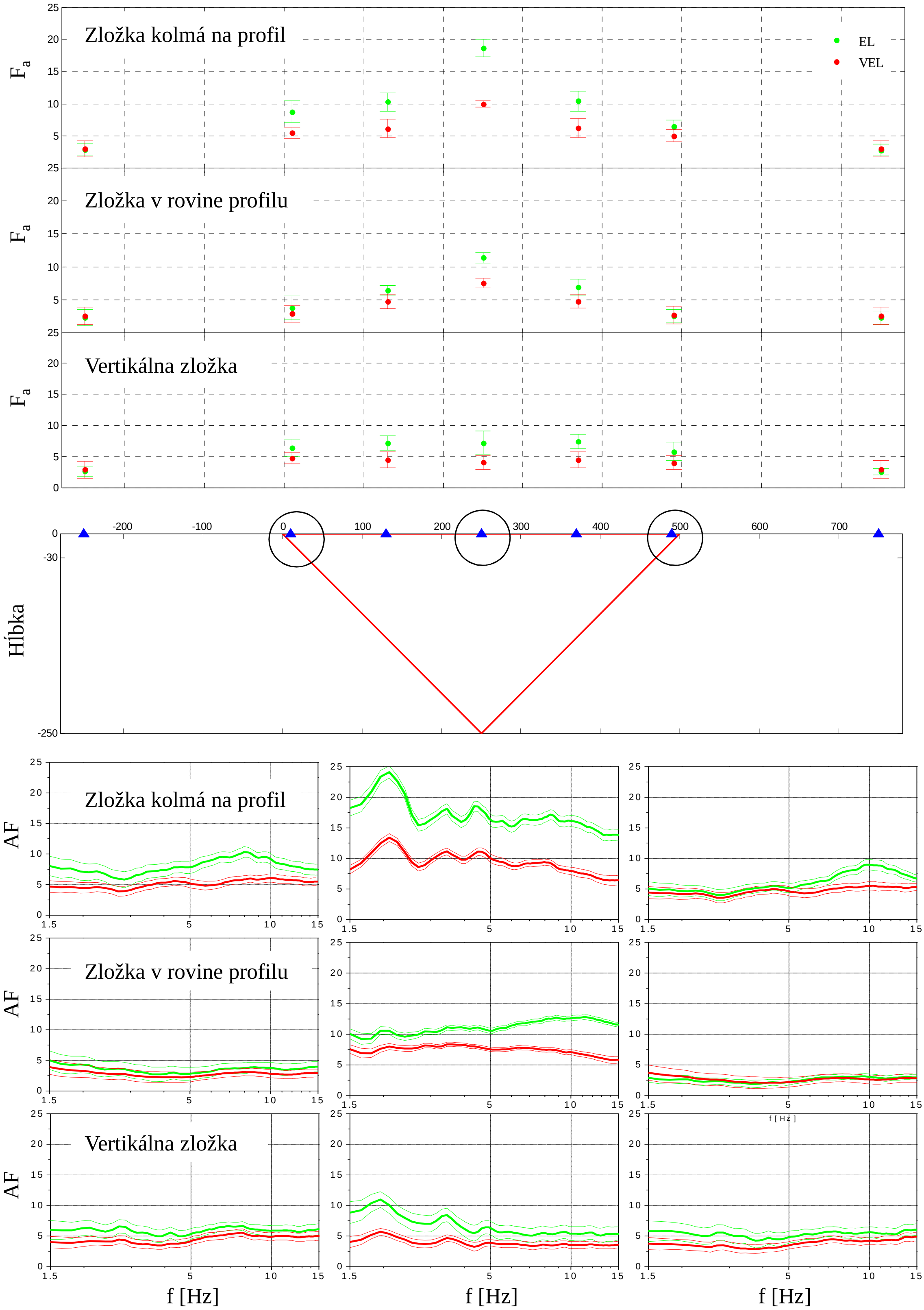
Obr. 6.16 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s elastickým a viskoelastickým prostredím. Šírka údolia: $W = 2500$ m. Hĺbka údolia: $H = 60$ m. Symetrická geometria: $\alpha_1 = \alpha_2 = 45°$.



Obr. 6.17 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s elastickým a viskoelastickým prostredím. Šírka údolia: $W = 2500$ m. Hĺbka údolia: $H = 500$ m. Symetrická geometria: $\alpha_1 = \alpha_2 = 45°$.



Obr. 6.18 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s elastickým a viskoelastickým prostredím. Šírka údolia: $W = 500$ m. Hĺbka údolia: $H = 30$ m. Symetrická geometria: $\alpha_1 = \alpha_2 = 45°$.



Obr. 6.19 Amplifikačné faktory v sedimentárnych údoliach s elastickým a viskoelastickým prostredím. Šírka údolia: $W = 500$ m. Hĺbka údolia: $H = 250$ m. Symetrická geometria: $\alpha_1 = \alpha_2 = 45°$.

6.3.4 Zhrnutie

Indefikáciu kľúčových parametrov môžeme zhrnúť nasledovne:

- Realistický útlm v modeloch sedimentárnych údolí hrá kľúčovú úlohu, pretože redukuje v strede údolí amplifikačný faktor na polovicu. V prípade širokých údolí je redukcia amplifikačného faktora na frekvenciách menších ako 5 Hz ešte výraznejšia. V prípade úzkych údolí sa redukcia amplifikačného faktora zmenšuje smerom k okrajom údolia.

- Keďže uhol a hĺbka sú previazané parametre ich efekt je ťažko odseparovať. Na základe vyšetrených modelov môžeme povedať, že hĺbka má zásadný význam pre úzke údolia. Jeden z kľúčových parametrov pre úzke údolia by mala byť hĺbka v strede údolia.

- Pre lokality nad okrajom údolia je kľúčovým parametrom uhol sklonu.

Pre potvrdenie týchto zistení je potrebné analyzovať ďalšie typy modelov (napr. semi-eliptické, parabolické).

Kapitola 7

Závery

- Vybrali sme 12 rôznych kánonických modelov trapezoidálneho sedimentárneho údolia z hľadiska geometrických parametrov. Pre každú geometriu sme uvažovali prípad elastickej a viskoelastickej reológie údolia. Spolu 24 kombinácií geometrických a reologických parametrov.
- Pre každú z 24 kombinácií parametrov údolia sme simulovali vertikálny dopad rovinnej P, SV a SH vlny, čo bolo spolu 72 numerických simulácií.
- Vypočítali sme:
  - priemerný amplifikačný faktor seizmického pohybu vo vybraných prijímačoch na voľnom povrchu sedimentárneho údolia vzhľadom k vstupnému signálu,
  - vysokofrekvenčný amplifikačný faktor z frekvenčného intervalu $\langle 1,5;\ 15 \rangle$ Hz.
- Porovnali sme amplifikačné faktory seizmického pohybu v prípadoch, keď sme fixovali všetky parametre okrem:
  - hĺbky údolia,
  - uhlu ľavého sklonu asymetrického údolia,
- Zhodnotili sme aký efekt má zahrnutie viskoelasticity na amplifikačný faktor.
- Pri idendifikácii kľúčových parametrov zosilnenia seizmického pohybu sme dospeli týmto záverom:
  - V modeloch sedimentárnych údolí má kľúčovú úlohu útlm. Redukuje amplifikačný faktor v strede údolí na polovicu. V širších údoliach na frekvenciách menších ako 5 Hz je potlačenie amplifikačného faktora ešte výraznejšie.

V úzkych údoliach sa potlačenie amplifikačného faktora zmenšuje smerom k okrajom údolia.

- Uhol a hĺbka sú previazané parametre a preto ich efekt nemožno odseparovať.
- Hĺbka je kľučovým parametrom v strede úzkych údolí.
- Uhol sklonu je kľúčovým parametrom pre lokality nad okrajom údolia.

Literatúra

Alterman, Z. S., F. C. Karal 1968. Propagation of elastic waves in layered media by finite difference methods. *Bull. Seism. Soc. Am.* 58, 367-398.

Aki, K., K. L. Larner 1970. Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves. *J. Geophys. Res.* 75, 933-954.

Akkar, S., M. A. Sandıkkaya, M. Senyurt, A. Azari Sisi, B. O Ay, P. Traversa, J. Douglas, F. Cotton, L. Luzi, B. Hernandez, S. Godey 2013. Reference database for seismic ground-motion in Europe - (RESORCE). *Bull. Earthquake Eng.* DOI 10.1007/s10518-013-9506-8.

Alekseev, A. S., B. G. Mikhailenko 1980. The solution of dynamic problems of elastic wave propagation in inhomogeneous media by a combination of partial separation of variables and finite-difference methods. *J. Geophys.* 48, 161-172.

Anderson, J.G., P. Bodin, J.N. Brune, J. Prince, S.K. Singh, R. Quaas, M. Onate 1986. Strong ground motion from the Michoacan, Mexico, earthquake. *Science* 233, 1043–1049.

Bard, P.-Y., M. Bouchon 1980a. The seismic response of sediment-filled valleys. Part 1. The case of incident SH waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* 70, 1263-1286.

Bard, P.-Y., M. Bouchon 1980b. The seismic response of sediment-filled valleys. Part 2. The case of incident P and SV waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* 70, 1263-1286.

Bard, P.-Y., M. Bouchon 1985. The two-dimensional resonance of sediment-filled valleys. *Bull. Seism. Soc. Am.* 75, 519–541.

Bard, P.-Y., M. Campillo, F. J. Chávez-García, F.J. Sánchez-Sesma 1988. The Mexico earthquake of September 19, 1985. A theoretical investigation of large- and small-scale amplification effects in the Mexico City Valley. *Earthq. Spectra* 4, 609-633.

Bard, P.-Y., J-C. Gariel 1986. The response of 2D sedimentary deposits with large vertical gradient. *Bull. Seism. Soc. Am.* 76, 343–366.

Bérenger, J. P. 1994. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic-wave. *J. Comp. Phys.* 114, 185-200.

Bielak, J., K. Loukakis, Y. Hisada, Ch. Yoshimura 2003. Domain reduction method for three-dimensional earthquake modeling in localized regions. Part I: Theory. *Bull. Seism. Soc. Am.* 93, 817-824.

Boore, D. M. 1970. Love waves in nonuniform waveguides: finite difference calculations. *J. Geophys. Res.* 75, 1512-1527.

Boore, D. M. 1972. Finite-difference methods for seismic wave propagation in heterogeneous materials. In *Methods in Computational Physics*, Vol. 11, B. A. Bolt, ed., Academic Press, New York.

Bouchon, M. 1981. A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media. *Bull. Seism. Soc. Am.* 71, 959-971.

Bouchon, M., F. J. Sánchez-Sesma 2007. Boundary integral equations and boundary elements methods in elastodynamics. In *Advances in Wave Propagation in Heterogeneous Earth*, 157-189, R.-S. Wu and V. Maupin, eds., *Advances in Geophysics* Vol. 48, R. Dmowska, ed. Elsevier - Academic Press.

Bradley, B. A. 2012. Strong ground motion characteristics observed in the 4 September 2010 Darfield, New Zealand earthquake. *Soil Dyn. Earthq. Eng.* 42, 32–46.

Bradley, B. A., M. Cubrinovski 2011. Near-source strong ground motions observed in the 22 February 2011 Christchurch earthquake. *Seismol. Res. Lett.* 82, 853-865.

Campillo, M., P.-Y. Bard, F. Nicollin, F.J. Sánchez-Sesma 1988. The incident wavefield in Mexico City during the great Michoacan earthquake and its interaction with the deep basin. *Earthq. Spectra* 4,591-608.

Campillo, M., J.C. Gadel, K. Aki, F.J. Sánchez-Sesma 1989. Destructive strong ground motion in Mexico City: Source, path and site effects during the great 1985 Michoacan earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* 79, 1718-1735.

Collino, F., C. Tsogka 2001. Application of the perfectly matched absorbing layer model to the linear elastodynamic problem in anisotropic heterogeneous media. *Geophysics* 66, 294-307.

Cubrinovski, M., R. A. Green 2010. Geotechnical reconnaissance of the 2010 Darfield (New Zealand) earthquake. Report No. GEER-024, report of the National Science Foundation-Sponsored Geotechnical Extreme Events Reconnaissance (GEER) Team.

de la Puente, J., M. Käser, M. Dumbser, H. Igel 2007. An arbitrary high-order discontinuous Galerkin method for elastic waves on unstructured meshes - IV. Anisotropy. *Geophys. J. Int.* 169, 1210-1228.

Dumbser, M., M. Käser 2006. An arbitrary high-order discontinuous Galerkin method for elastic waves on unstructured meshes - II. The three-dimensional isotropic case. *Geophys. J. Int.* 167, 319-336.

Dumbser, M., M. Käser, E. F. Toro 2007. An arbitrary high-order discontinuous Galerkin method for elastic waves on unstructured meshes - V. Local time stepping and p -adaptivity. *Geophys. J. Int.* 171, 695-717.

Emmerich, H., M. Korn 1987. Incorporation of attenuation into time-domain computations of seismic wave fields. *Geophysics* 52, 1252-1264.

Galis, M., P. Moczo, J. Kristek 2008. A 3-D hybrid finite-difference-finite-element viscoelastic modelling of seismic wave motion. *Geophys. J. Int.* 175, 153-184.

Hastings, F. D., J. B. Schneider, S. L. Broschat 1996. Application of the perfectly matched layer (PML) absorbing boundary condition to elastic wave propagation. *J. Acoust. Soc. Am.* 100, 3061-3069.

Chaljub, E., C. Cornou, P.-Y. Bard 2006. Numerical benchmark of 3D ground motion simulation in the valley of Grenoble, French Alps. In *Third International Symposium on the Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, Grenoble, France, 30 August - 1 September 2006, Paper Number: SB1.

Chaljub, E., D. Komatitsch, J. P. Vilotte, Y. Capdeville, G. Festa 2007. Spectral Element Analysis in Seismology. In *Advances in Wave Propagation in Heterogeneous Earth*, 365-420, R.-S. Wu and V. Maupin, eds., *Advances in Geophysics* Vol. 48, R. Dmowska, ed. Elsevier - Academic Press.

Chaljub, E., P. Moczo, S. Tsuno, P.-Y. Bard, J. Kristek, M. Kaser, M. Stupazzini, M. Kristekova 2010. Quantitative comparison of four numerical predictions of 3D ground motion in the Grenoble Valley, France. *Bull. Seism. Soc. Am.* 100, 1427-1455.

Chávez-García, F.J., P.-Y. Bard 1989. Effect of random thickness variations on the seismic response of a soft soil layer: Applications to Mexico City. In *Proc. of the 4th International Conference on Soil Dynam. Earthq. Eng.* Mexico City, October 1989, 247–261.

Chew, W. C., Q. H. Liu 1996. Perfectly matched layers for elastodynamics: A new absorbing boundary condition. *J. Comp. Acoustics* 4, 341-359.

Käser, M., M. Dumbser 2006. An arbitrary high-order discontinuous Galerkin method for elastic waves on unstructured meshes - I. The two-dimensional isotropic case with external source terms. *Geophys. J. Int.* 166, 855-877.

Käser, M., M. Dumbser, J. de la Puente, H. Igel 2007. An arbitrary high-order discontinuous Galerkin method for elastic waves on unstructured meshes - III. Viscoelastic attenuation. *Geophys. J. Int.* 168, 224-242.

Kawase, H. 1996. The cause of the damage belt in Kobe: "The basin-edge effect," constructive interference of the direct S-wave with the basin-induced diffracted/Rayleigh waves. *Seismol. Res. Lett.* 67, 25-34.

Kawase, H. 2011. Strong motion charateristics and their damage impact to structures during the off Pacificcoast of Tohoku earthquake of March 11,2011; how extraordinary was this M9.0 earthquake ? In *IASPEI / IAEE International Symposium: Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, Santa Barbara, USA, August 23–26, 2011.

King, J. L., B. E. Tucker 1984. Observed variations of earthquake motion over a sediment-filled valley. *Bull. Seism. Soc. Am.* 74, 137-152.

Komatitsch, D., J. Tromp, 1999. Introduction to the spectral-element method for 3D seismic wave propagation. *Geophys. J. Int.* 139, 806-822.

Kramer, S. L. 1996. *Geotechnical Earthquake Engineering.* New Jersey: Prentice Hall.

Kristek, J., P. Moczo 2003. Seismic wave propagation in viscoelastic media with material discontinuities – a 3D 4th-order staggered-grid finite-difference modeling. *Bull. Seism. Soc. Am.* 93, 2273-2280.

Kristek, J., P. Moczo, R. J. Archuleta 2002. Efficient methods to simulate planar free surface in the 3D 4th-order staggered-grid finite-difference schemes. *Studia Geophys. Geod.* 46, 355-381.

Kristek, J., P. Moczo, M. Gális 2009. A brief summary of some PML formulations and discretizations for the velocity-stress equation of seismic motion. *Studia Geophys. Geod.* 53, 459-474.

Kristek, J., P. Moczo, M. Gális 2010. Stable discontinuous staggered grid in the finite-difference modelling of seismic motion. *Geophys. J. Int.* 183, 1401-1407.

Levander, A. R. 1988. Fourth-order finite-difference P-SV seismograms. *Geophysics* 53, 1425-1436.

Lysmer, J., L. A. Drake 1972. A finite element method for seismology. In *Methods in computational physics* Vol. 11, Chapter 6, B. A. Bolt, ed., Academic Press, New York.

Moczo, P., E. Bystrický, J. Kristek, J. M. Carcione, M. Bouchon 1997. Hybrid modeling of P-SV seismic motion at inhomogeneous viscoelastic topographic structures. *Bull. Seism. Soc. Am.* 87, 1305-1323.

Moczo, P., P. Labák, J. Kristek, F. Hron 1996. Amplification and differential motion due to an antiplane 2D resonance in the sediment valleys embedded in a layer over the halfspace. *Bull. Seism. Soc. Am.* 86, 1434-1446.

Moczo, P., A. Rovelli, P. Labák, L. Malagnini 1995. Seismic response of the geologic structure uderlying Roman Colosseum and a 2D resonance of a sediment valley. *Annali Geofisica* XXXVIII, no. 5-6, 939-956.

Moczo, P., J. Kristek 2005. On the rheological models used for time-domain methods of seismic wave propagation. *Geophys. Res. Lett.* 32, L01306.

Moczo, P., J. Kristek, M. Gális 2004. Simulation of planar free surface with near-surface lateral discontinuities in the finite-difference modeling of seismic motion. *Bull. Seism. Soc. Am.* 94, 760-768.

Moczo, P., J. Kristek, M. Gális 2014. *The finite-difference modelling of earthquake motion: Waves and ruptures.* Cambridge University Press.

Moczo, P., J. Kristek, M. Gális, E. Chaljub, V. Etienne 2011. 3D finite-difference, finite-element, discontinuous-Galerkin and spectral-element schemes analysed for their accurancy with respect to P-wave to S-wave speed ratio. *Geophys. J. Int.* 187, 1645-1667.

Moczo, P., J. Kristek, M. Gális, P. Pažák, M. Balažovjech 2007a. The finite-difference and finite-element modeling of seismic wave propagation and earthquake motion. *Acta Physica Slovaca* 47, 177-406.

Moczo, P., J. Kristek, L. Halada 2000. 3D fourth-order staggered-grid finite-difference schemes: stability and grid dispersion. *Bull. Seism. Soc. Am.* 90, 587-603.

Moczo, P., J. Kristek, F. Hollender 2013. Characterization of classes of sites with a large potential to cause site effects taking into account the geological heterogeneities (methodological approach).

Moczo, P., J. Kristek, V. Vavryčuk, R. J. Archuleta, L. Halada 2002. 3D heterogeneous staggered-grid finite-difference modeling of seismic motion with volume harmonic and arithmetic averaging of elastic moduli and densities. *Bull. Seism. Soc. Am.* 92, 3042-3066.

Moczo, P., J. O. A. Robertsson, L. Eisner 2007b. The finite-difference time-domain method for modeling of seismic wave propagation. In *Advances in Wave Propagation in Heterogeneous Earth*, 421-516, R.-S. Wu, V. Maupin, eds., *Advances in Geophysics* Vol. 48, R. Dmowska, ed. Elsevier - Academic Press.

Mizutani, H., R. J. Geller, N. Takeuchi 2000. Comparison of accuracy and efficiency of time-domain schemes for calculating synthetic seismograms. *Phys. Earth Planet. Int.* 119, 75-97.

Pitarka, A., K. Irikura, T. Iwata, H. Sekiguchi 1998. Threedimensional simulation of the near-fault ground motion for the 1995 Hyogo-Ken Nanbu (Kobe), Japan, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* 88, 428–440.

Rial, J. A., H. Ling 1992. Theoretical estimation of the eigenfrequencies of 2-D resonant sedimentary basins: Numerical computations and analytic approximations to the elastic problem. *Bull. Seism. Soc. Am.* 82, 2350-2367.

Rial, J. A., N.G. Saltzman, H. Ling 1991. Computation of eigenmodes of resonant sedimentary basins of arbitrary shape by semiclassical and variational methods. *Wave Motion* 14, 377-398.

Rial, J. A., N.G. Saltzman, H. Ling 1992. Earthquake-induced resonance in sedimentary basins. *Am. Sci.* 80, 566-578.

Reddy, J. N. 2006. An introduction to the finite element method. McGraw-Hill, New York.

Reshef, M., D. D. Kosloff, M. Edwards, C. Hsiung 1988. Three-dimensional elastic modeling by the Fourier method. *Geophysics* 53, 1184-1193.

Serón, F. J., F. J. Sanz, M. Kindelán 1989. Elastic wave propagation with the finite element method. *IBM, European center for science and engineering computing*, ICE-0028.

Scrivner, C.W., D. V. Helmberger 1999. Finite-difference modeling of two aftershocks of the 1994 Northridge, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* 89, 1505–1518.

Trifunac, M. 1971. Surface motion of a semi-cylindrical alluvial valley for incident plane SH waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* 61, 1755-1770.

Wong, H. L., M. Trifunac 1971. Surface motion of a semi-elliptical alluvial valley for incident plane SH waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* 64, 1389-1408.

Takenaka, H., T. Furumura, H. Fujiwara 1998. Recent developments in numerical methods for ground motion simulation. In *The Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, Vol. 2, 91-101, K. Irikura, K. Kudo, H. Okada, and T. Sasatani, eds. *Balkema*, Rotterdam.

Tucker, B. E., J. L. King 1984. Dependence of sediment-filled valley response on input amplitude and valley properties. *Bull. Seism. Soc. Am.* 74, 153-166.

Yoshimura, Ch., J. Bielak, Y. Hisada, A. Fernández 2003. Domain reduction method for three-dimensional earthquake modeling in localized regions. Part II: Verification and applications. *Bull. Seism. Soc. Am.* 93, 825-840.

Zahradník, J. and P. Moczo 1996. Hybrid seismic modeling based on discrete-wavenumber and finite-difference methods. *PAGEOPH* 148, 21-38.

Zeng, Y. Q., J. Q. He, Q. H. Liu 2001. The application of the perfectly matched layer in numerical modeling of wave propagation in poroelastic media. *Geophysics* 66, 1258-1266.