

断層食違い変位による永久変形を考慮した震源近傍における効率的な強震動計算法 An Analytical Method for Simulating Near Source Strong Ground Motion Considering Permanent Displacement due to Fault Slip

久田嘉章¹ Jacobo Bielak²

¹工学院大学建築学科, 助教授 工博

Yoshiaki Hisada, Dept. of Architecture, Kogakuin University, hisada@cc.kogakuin.ac.jp

²Department of Civil Engineering, 教授 Ph.D

Jacobo Bielak, Department of Civil Engineering, Carnegie Mellon University, jbielak@cmu.edu

SUMMARY

We propose an analytical method for simulating strong ground motions considering the permanent displacement due to faulting slip in a layered half-space. We carry out this by summing up the two fault integrations; the first is the fault integration for the dynamic Green's functions subtracted by the static Green's functions. Since we can eliminate all the singular behaviors of the dynamic Green's function by subtracting the static ones, we can easily carry out the integrations even for the cases of the surface faulting. The second is the fault integration of the static Green's function. We carry out this by distributing denser integration points on the area close to the observation points, in order to evaluate the singular behaviors of the static ones. We demonstrate various examples using the proposed method, considering the surface vs. buried faults, and the strike vs. dip slip faults in homogeneous and multi-layered media.

キーワード: 地表断層、永久変位、震源近傍強震動、平行成層グリーン関数、

Key words: Surface Fault, Permanent Offset, Near Source Strong Ground Motion, Green's function in Layered Media

1 はじめに

近年、震源近傍における地震動特性として「大変位タイプの地震動 (または「fling」)^{1),2)} が注目されている。これは 1999 年台湾集集地震やトルコ・コジャエリ地震の観測波形に見られたように大規模な地表断層の近傍で観測され、断層すべり運動に起因する大きな永久変位を伴う強震動である。1995 年兵庫県南部地震の強震動特性として注目された「Forward directivity (前方指向性) 効果」による「長周期パルス」が、断層面の直交成分に卓越するのに対し、「fling 効果」は断層すべり方向が卓越する特徴がある。また周期数秒以上の長周期地震動が卓越するため、「fling 効果」は活断層近傍に建つ免震構造や超高層建築の耐震設計の入力地震動として考慮されるべき地震動である¹⁾。

著者らは昨年、断層すべりによる永久変位を考慮した震源近傍における地震動計算法として、成層地盤のグリーン関数を用いた効率的な解析的手法を提案した³⁾。手法の妥当性は半無限成層地盤を対象に確認していたが、今回は新たに波数積分法に改良を加え、成層地盤においても効率的

に計算が行える手法を開発した。本論文では、初めに最も単純な軸対称円形断層モデルにより本手法の鍵になる断層面積積分法の基礎的な概念を説明し、次に平行成層地盤における任意断層モデルを対象とした断層面積積分法やグリーン関数の評価法を説明する。最後に「fling 効果」を中心とした様々な計算例を紹介する。

2 定式

2.1 円形断層・軸対象モデルによる断層面積積分法

初めに Fig.1 に示すように簡単な震源モデルを用いて、断層すべりによる永久変位を考慮した震源近傍における強震動を計算する際の注意点を説明する。このモデルでは全無限弾性体中にある半径 R の円形断層とし、すべり $[D]$ が一様とする。また観測点は断層中心の直上に距離 Z の位置にあるとする。この時、円振動数 ω における観測点におけるすべり方向の変位解は次式で与えられる。

$$U(Z, \omega) = \frac{Z}{4} \int_0^R \frac{r}{\zeta^3} \left\{ 2D_1 + D_2 \left(\frac{r}{\zeta} \right)^2 \right\} dr \cdot [D] \quad (1)$$

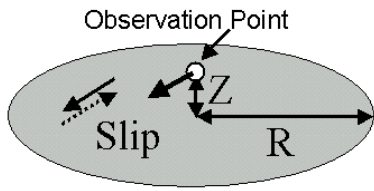


Fig.1 Axis-symmetrical slip model

ここで、 $\zeta = \sqrt{r^2 + Z^2}$ 、 $s = i\omega\zeta/V_s$ 、 $p = i\omega\zeta/V_p$

$$D_1 = \zeta\chi - r^2\psi_{,\zeta}、\quad D_2 = 2(\zeta^2\chi_{,\zeta} - 2\zeta\chi)$$

$$\chi = \left\{ \frac{3}{s^2} - \frac{3}{s} + 1 \right\} \frac{e^s}{\zeta} - \left(\frac{p}{s} \right)^2 \left\{ \frac{3}{p^2} + \frac{3}{p} + 1 \right\} \frac{e^p}{\zeta}$$

$$\chi_{,\zeta} = \left\{ -\frac{9}{s^3} + \frac{9}{s^2} - \frac{4}{s} + 1 \right\} \frac{s}{\zeta^2} e^s - \left(\frac{p}{s} \right)^2 \left\{ -\frac{9}{p^3} + \frac{9}{p^2} - \frac{4}{p} + 1 \right\} \frac{p}{\zeta^2} e^p$$

$$\psi_{,\zeta} = \left\{ -\frac{3}{s^3} + \frac{3}{s^2} - \frac{2}{s} + 1 \right\} \frac{s}{\zeta^2} e^s - \left(\frac{p}{s} \right)^2 \left\{ -\frac{3}{p^3} + \frac{3}{p^2} + \frac{1}{p} \right\} \frac{p}{\zeta^2} e^p$$

(1)式の静的変位解 ($\omega=0$) は、次式で与えられる。

$$U(Z) = \frac{Z}{8(1-\nu)} \int_0^R \frac{r}{\zeta^3} \left\{ 2(1-2\nu) + 3 \left(\frac{r}{\zeta} \right)^2 \right\} dr \cdot [D] \quad (2)$$

ここで ν はポアソン比である。この問題は軸対称問題であり、(1),(2)式では 0 から R までの 1 次元積分を計算する必要がある。例として $R=10$ km, $[D]=1$ m, $V_s=3$ km/s, $V_p=5$ km/s, 及び $Z=10$ m として、10 Hz と 0 Hz における(1),(2)式の被積分関数を Fig.2 に示す。図の左側は $r = 0 \sim 10$ km までの被積分関数を示しているが、振幅が全く見えない。そこで $r = 0 \sim 300$ m までの狭い領域の被積分関数を Fig.2 の右側に示す。図より観測点近くの非常に狭い領域で振幅

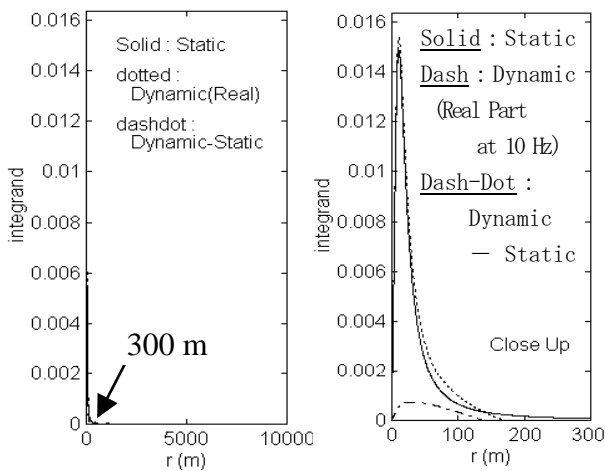


Fig.2 The integrands in equations (1) and (2)
(Left: $r = 0 \sim 10$ km; Right: $r = 0 \sim 300$ m)

が急激に大きくなる特異性を示していることが分かる。従って観測点が断層面に近い場合、観測点に近い断層面領域 (Fig.2 では約 0~100 m 程度) では非常に密な積分点を配置しないと、正確な変位解が求まらないことに注意すべきである。

また Fig.2 では、10 Hz の被積分関数 ((1)式) を破線で、0 Hz の被積分関数 ((2)式) を実線で描いているが、両者はほぼ等しく、動的解の断層面近傍における特異性は、静的解で近似できることが分かる。従って、動的解から静的解を引くと非常に滑らかな関数となり (Fig.2 の 1 点鎖線)、動的解における特異性が除去される。

ちなみに(2)式の静的解は、Z が大きい場合、次式で近似される¹⁾。

$$U(Z) = \frac{1-2\nu}{8(1-\nu)} \left(\frac{R}{Z} \right)^2 [D] \quad (3)$$

すなわち、円形断層びよる変位振幅は断層からの距離 Z の 2 乗に逆比例する。Fig.3 に(2)式 (厳密解) と(3)式 (近似解) を用いた変位振幅の距離減衰の 1 例を示す。ここでは $R=10$ km, $[D]=10$ m としている。図より断層面の近傍では $[D]$ の半分である 5 m の変位であるが、断層半径 10 km から急激に振幅を減少させ、それ以遠では距離 Z の 2 乗に逆比例することが分かる。

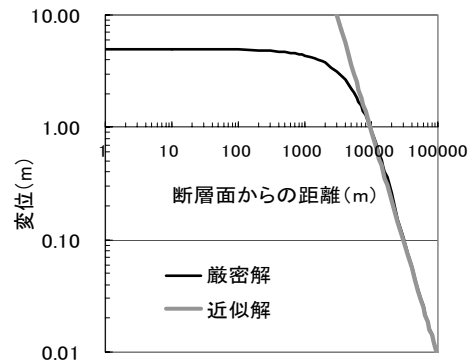


Fig.3 Attenuation Relation using the exact solution (2), and the approximate solution (3) for $R=10$ km, and $[D]=10$ m.

2.2 断層面近傍における断層面積分の効率的計算法

上の結果を利用し、成層地盤における任意の断層モデルを対象として、断層面近傍の観測点における断層面積分法を効率的に行う計算法を提案する。まず食違い断層モデルによる変位解は次式で与えられる。

$$U_k(Y; \omega) = \int_{\Sigma} T_{ik}^D(X, Y; \omega) [D_i(X; \omega)] d\Sigma \quad (4)$$

ここで Σ は断層面積、 T_{ik}^D は成層地盤における動的グリーン関数の Traction 成分である⁴⁾。上に見たように(4)式では観測点 Y が断層面 X に近い場合、動的グリーン関数が急激に大きな振幅となる特異性を示す。このため Y 点に近い断層領域で高密度な積分点を分布させないと、(4)式の断層面積分は正しく評価されない。しかしながら成層地盤

のグリーン関数を用いると波数積分が必要なため多大な計算時間が必要になってしまう。

そこで本手法では(4)式に代わり、次式を用いる。

$$U_k(Y;\omega) = \int_{\Sigma} [T_{ik}^D(X,Y;\omega) - T_{ik}^S(X,Y)] [D_i(X;\omega)] d\Sigma + \int_{\Sigma} T_{ik}^S(X,Y) [D_i(X;\omega)] d\Sigma \quad (5)$$

すなわち断層面積分を二つに分ける。第1積分では動的グリーン関数 T_{ik}^D から静的グリーン関数 T_{ik}^S を引いて断層面積分を行い、第2積分では静的グリーン関数の断層面積分を行い、両者を加え合わせる。この方法では、第1積分では観測点が断層面に近い場合に生じる被積分関数の特異性が静的解を引くことで除去されているため、観測点が断層面に近い場合でも積分点を断層面上に一樣に分布させる通常の断層面積分が行える(対象とする波長当たり5~10点程度)。一方、第2積分では観測点が断層面に近い場合、観測点に近い積分領域で高密度な積分点を分布させる必要がある。但し、グリーン関数は静的解であり、かつ全ての振動数で共通であるため、一度だけ評価すれば良い。従って、(5)式は(4)式よりも遥かに効率的な計算が可能となる。

(5)式の計算をさらに効率的に行うため、その他の各種手法を列記する。まず断層面近傍で傾斜関数状になる変位解を厳密に計算するため、(5)式は変位解でなく、速度解として計算する。これは $\omega=0$ で傾斜関数の振幅が無限大になるためである。得られた速度解を時刻歴上で積分を行えば、傾斜関数状の変位解を得ることができる。

さらに(5)式の第1積分におけるグリーン関数を評価する際、動的解から静的解を引く操作を波数領域で行う。すなわち、

$$T_{ik}^D(X,Y;\omega) - T_{ik}^S(X,Y) = \int_0^{\infty} \{ \bar{T}_{ik}^D(X,Y;\omega) - \bar{T}_{ik}^S(X,Y) \} dk \quad (6)$$

を用いる。本研究では地表断層を主な対象としているため震源が地表近くのグリーン関数を大量に計算する必要があるが、震源深さと観測点深さが近い場合、グリーン関数の波数積分の収束が遅くなるという問題が生じる。一方、動的解の被積分関数は、波数が増加すると静的解に収束する。従って(6)式を用いれば、震源深さと観測点深さが近い場合でも波数積分の収束性が保証され、効率的な計算が行える。

最後に、(5)式の第2積分における静的グリーン関数でも震源深さと観測点深さが近い場合、その波数積分の収束は非常に遅くなる。この場合、積分路変換法⁵⁾を用いることで効率的な波数積分が行える。すなわち Fig.4 に示すように実軸上の波数 k を、任意の点 B から Cauchy の定理により複素平面上に拡張する。その際、被積分関数のベッセル関数を第1種と第2種のハンケル関数に分解し、第1種ハンケル関数項は第1象限で(図の B-C-E)、第2種ハンケル関数項は第4象限で(図の B-D-E)、それぞれ積分を

行う。Hankel 関数は虚数軸上では指数関数となり急激に減衰するため、それぞれ BC 路及び BD 路上の点である C' および D' 点までの短い積分区間で被積分関数が収束し、効率的に積分が行える。

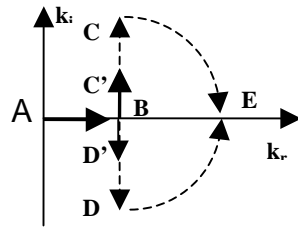


Fig.4 Contour deformation method for the static integration

3 地表断層面の近傍における強震動計算例

3.1 半無限一様地盤における地表横ずれ断層

Fig.5 に示すような左横ずれ震源による震源近傍における強震動の計算例を示す。地盤は半無限一様地盤 ($\rho=2.5 \text{ t/m}^3$, $V_p=5 \text{ km/s}$, $V_s=3 \text{ km/s}$) とし、断層面のすべりは1m一定、すべり速度関数は継続時間1秒の三角形関数とする。

(5)式を用いて強震動を計算するが、2つの積分ごとに分けた結果を Fig.6 に示す。観測点は Fig.5 の7で、断層面から100 m離れた地表面上である。Fig.6(a)は(4)式の第2積分による静的解の寄与で、断層平行 (FP) 成分である。

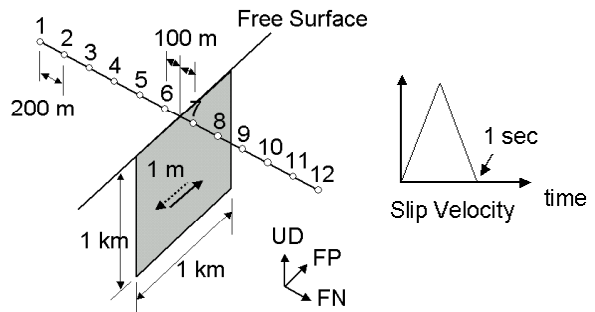


Fig.5 Strike slip model in homogeneous half-space

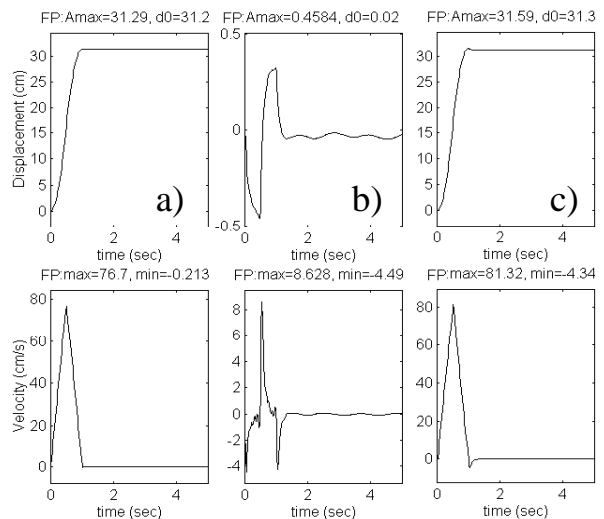


Fig.6 Displacements (Top) and Velocities (Bottom) using the static terms (a), the dynamic terms (b), and the both terms (c)

波形はすべり関数の形状にほぼ等しく、片側すべり量の 50 cm の 6 割程度である約 30 cm の永久変位を示している。同様に Fig.6(b)は(4)式の第 1 積分で、動的解の寄与である。静的解に比べ、振幅は 1/10 程度と小さく、永久変位は生じない。Fig.6(c)は(a)と(b)の和による完全解である。震源近傍では静的解による断層すべり (fling) が支配的であることが確認できる。

Fig.7 に、Fig.5 の各観測点における断層平行成分の速度・変位解を示す。観測点 6, 7 を境に位相が逆転する。断層面近くの観測点ではすべり関数の形状に似ており、大きな fling が現れているが、断層面から離れると振幅は急激に減少している。これは Fig.3 で説明したように静的解の距離減衰が $1/r^2$ であるためである。

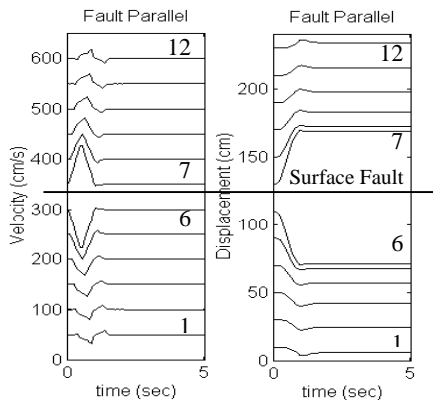


Fig.7 Velocities (left) and Displacements (right)

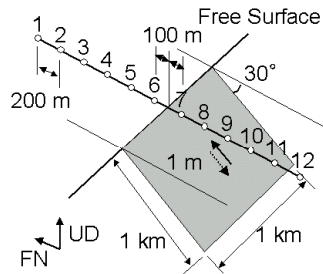


Fig.8 Dip slip model in homogeneous half-space

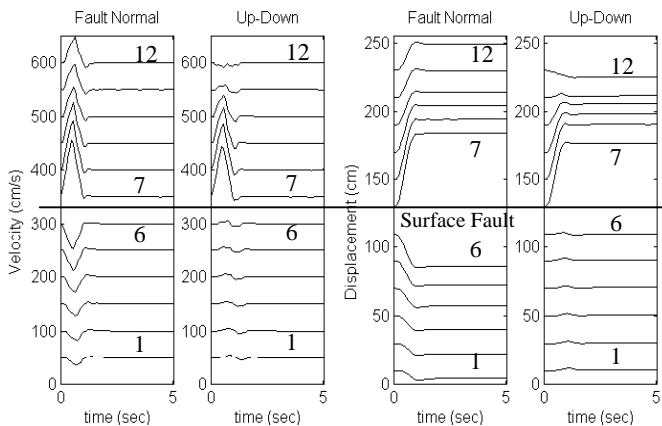


Fig.9 Velocities (left) and Displacements (right)

3.2 半無限一様地盤における地表逆断層

Fig.8 に示すような 30 度の傾斜角を持つ地表逆断層による強震動の計算例を示す。地盤・震源パラメータは Fig.5 と同じであるが、観測点 1~6 は下盤側、7~12 は上盤側になる。Fig.9 に速度・変位波形 (断層直交成分と上下成分) を示す。下盤側より上盤側の方が大きな振幅となり、特に断層面近傍ですべり関数に似た大振幅 (fling) を示すが、離れるとともに小さな振幅になっている。

3.3 地表断層と伏在断層による Fling と Directivity Pulse 波

Fig.10 に示すように、横長な横ずれ断層に破壊伝播速度 (2.5 km/s) を与え、破壊伝播効果の影響を調べる。同時に地表断層と深さ 0.5 km の伏在断層との比較を行う。観測点は図に示すように断層と平行な地表面上に配置する。

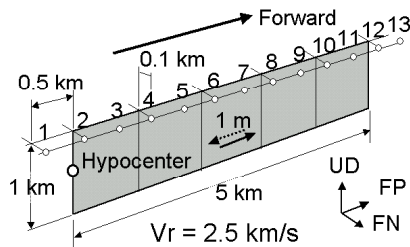


Fig.10 Strike slip model considering the rupture directivity

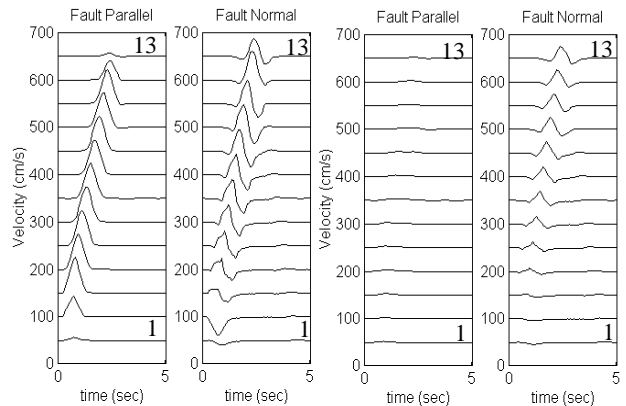


Fig.11 Velocities for the surface fault (left, 2 figures) and the buried fault (right, 2 figures)

Fig.11 に速度波形を示す。左 2 つが地表断層による断層平行成分と直交成分である。平行成分には断層すべり変位に起因する fling が現れている。一方、直交成分には破壊伝播効果によりパルス波が Forward 方向に成長している。それに対し Fig.11 の右 2 つは伏在断層による断層平行成分と直交成分であるが、直交成分にはパルス波が現れているのに対し、平行成分の fling 波は消えている。これは directivity pulse が実体波であるのに対し、fling は断層運動の静的解の寄与であり、距離減衰が $1/r^2$ と大きいためである。従って、fling は地表断層の断層面近傍でのみ卓越する現象である。

3.4 仮想国府津—松田断層による震源近傍の計算例

地震調査研究本部によると国府津—松田断層ではすべり量 10m におよぶ M8 クラスの地震が近い将来に起こる可能性が指摘されている。現実的な多層地盤を対象とし、巨大な地表断層の出現による震源近傍の強震動特性を調べるため、ここで**仮想**の国府津—松田断層による地震動の計算例を示す。Fig. 12 に示すように長さ 20 km、幅 10 km、傾斜角 45 度の逆断層（すべり角 80 度）を仮定し、すべり分布とすべり速度関数は、文献⁶⁾による 1923 年関東地震モデルの浅部 20km 中央部分の値をそのまま使用する。すべり量は 10m とし、地盤モデルは文献⁷⁾による KR1 地盤モデル（最上層を除く 6 層モデル）を用いる。

Fig. 13 に地表断層から 1 km の距離にある上盤及び下盤側観測点における変位波形（上）、速度波形（中）、フーリエ振幅スペクトル（下）を示す（1 Hz まで計算）。波形には Fling Pulse 波が現れ、このモデルでは上盤側の上下で約 5 m、下盤で約 2 m の大きな変位が現れている。

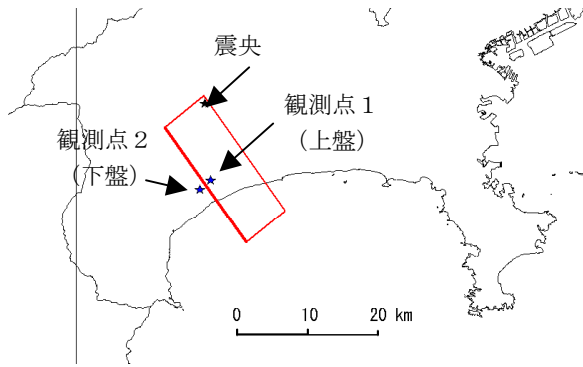


Fig.12 Source model for a hypothetical Kozu-Matsuda fault, and the locations of the observation stations

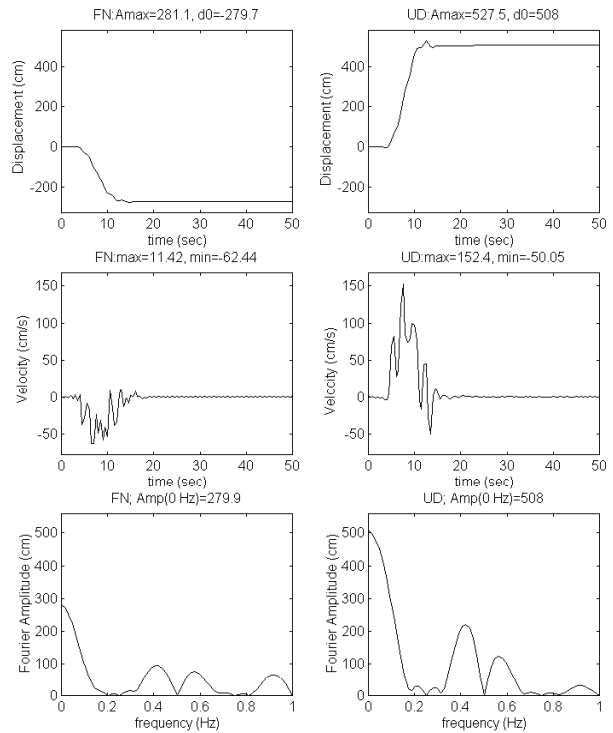
4. まとめ

本論文では、断層運動による永久変形を考慮した震源近傍における効率的な強震動計算法を説明し、地表断層を対象とした様々な計算例を紹介した。その結果、地表に断層が現れる場合、断層すべりの方向にすべり関数に近い形状の大きな永久変形が生じ（fling 現象）。断層面の近傍では支配的な強震動特性を示すことが確認できた。本手法は運動力学的モデルであるため、すべり関数が予め分かっている必要があるが、今後は観測記録（台湾・集集地震など）や動力学震源モデルなどの結果を参考に、より現実的なモデル化を行う予定である。なお、ここで開発した強震動計算プログラムは研究目的に公開されている。興味のある方は著者まで連絡されたい。

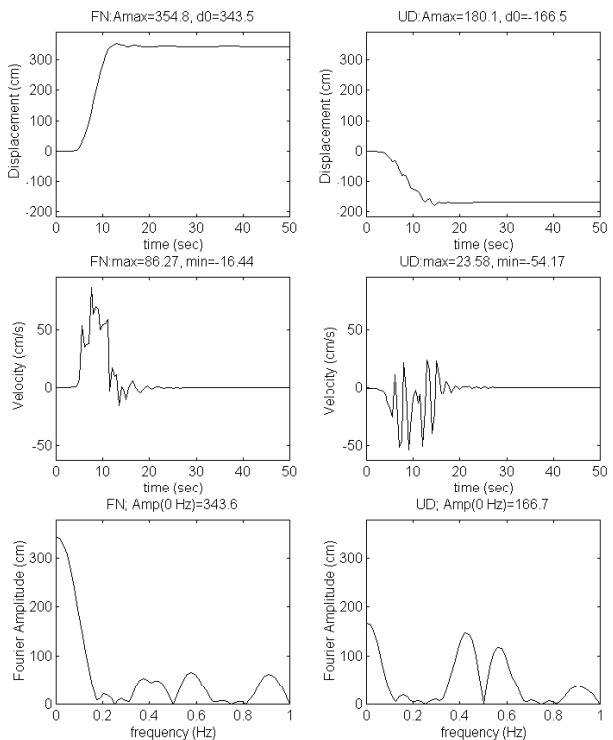
謝辞

本研究は、文部科学省・科学研究費特定領域研究(B)「日米共同研究による都市地震災害の軽減」（平成 11～15 年度）、及び文部科学省による学術フロンティア事業である

「工学院大学 地震防災・環境研究センター」による研究助成によって行われました。



(a) Observation Point 1 (Hanging Wall)



(b) Observation Point 2 (Foot Wall)

Fig.13 Waveforms and Fourier velocity amplitudes of the hypothetical Kozu-Matsuda fault

参考文献

- 1) 久田嘉章：震源近傍の強震動 — 改正基準法の設計用入力地震動は妥当か？ —、第 29 回地盤震動シンポジウム、日本建築学会、pp99-110, 2001
- 2) Abrahamson, N.: Incorporating Effects of Near Fault Tectonic Deformation Into Design Ground Motions, A presentation sponsored by EERI Visiting Professional Program, hosted by the University at Buffalo, October 26, 2001
<http://mceer.buffalo.edu/outreach/pr/abrahamson.asp>
- 3) Hisada, Y., J. Bielak: An Efficient Method for Computing Strong Ground Motion in a Layered Half-Space including Static Dislocations, 日本地震学会秋季大会、2001
- 4) 久田嘉章：成層地盤における正規モード解及びグリーン関数の効率的な計算法, 日本建築学会構造系論文集第 501 号、pp.49-56、Nov.1997
- 5) Greenfield, R.J. : Comments on "An efficient method for computing Green's functions for a layered half-space with sources and receivers at close depths" by Y. Hisada, Bull. Seism. Soc. Am., Vol.85, No.5, pp.1523-1524, 1995.
- 6) Wald, D.J. and P.G. Somerville: Variable-slip rupture model of the great 1923 Kanto, Japan, earthquake: geodetic and body-wave-form analysis, Bull. Seism. Soc. Am., Vol.85, pp.159-177, 1995.
- 6) Sato, T. V. Helmberger, P.G. Somerville, R.W. Graves, and C.K. Saikia: Estimates of regional and local strong motions during the great 1923 Kanto, Japan, earthquake, Bull. Seism. Soc. Am., Vol.85, pp.183-227, 1995.