

サイスミック・マイクロゾーニングにおける 震度分布の評価手法について

——その2. 関東大地震の断層モデルによる実体波の
Radiation Pattern と被害分布の対応性——

望月利男* 宮野道雄**
松田磐余* 小泉敏一***

要 約

地震の強さとその分布を知る最も確かな方法は、いうまでもなく強震計の高密度分布による観測である。しかし、被害地震の歴史とその地域的広がりからみれば、その観測資料はあまりにも少ない。特に大地震の激震地の記録が欠けている。一方、大地震のインターバルは長いとはいえ、地震によって生じた現象や被害の記録は少なからず残されている。その1（望月ほか、1978）にも述べてきたように、我が国各地に普遍的に分布する木造建物群の被害率は被害地震における地震動の強さの分布を推定するための簡易地震計の記録とみることができる。

ところで、地震学の面における発震機構の研究は、1960年代以降において特に著しく進展している。すなわち、1960年以降震源の大きさ（断層面に沿ってのくいちがい変位量と断層面の大きさ）といった震源の物理的性質までが定量的に得られるようになってきた。かくして進展した断層震源理論（近代的発震機構論）によればせん断型のくいちがいが数 km/sec の速度で断層面全体に広がっていく現象として地震を扱っている。

この研究では、サイスミック・マイクロゾーニングにおける入力地震動の強さの分布を評価する手法の確立の第一歩として金森・安藤(1973)によって与えられている関東大地震の断層モデルからの実体波の生成と伝播を計算し、その結果を木造建物の被害分布と比較する。したがって、その対応性から地震断層理論の妥当性がチェックされ、かつ被害分布の面からも議論された結果、地震工学的にみて有意な震央位置が決定される。

1. はじめに

地震観測網の強化とともに、発震機構とそれにもとづく地震波の生成と伝播に関する研究は、ここ十数年程の間に注目すべき発展がある。それは、地球物理学における本来の目的もさることながら、地震学、地震工学に対する社会的要請が、これを強く助長している。また、そのような背景から、今後地震発生の可能性をもつ我が国全域の活断層の諸元が整理されつつある。

地震工学の分野で、設計用入力地震波を simulate す

るための研究は、Housner(1947)によって最初になされて以来、今日まで30余年の間に数多くなされてきた（詳細は、鈴木ほか、1977）。この simulate された地震波は、一般に模擬地震波と呼ばれる。ところで、これら設計用模擬地震波の研究は、一般に地震については平均的地震像を、手法としては確率論的に、これを評価しようとしてきたのが現状と思われる。また、ある地域の地震危険度についても、地震履歴の統計処理などから確率論的に評価する、いわばマクロなとらえ方がなされている。これは、我が国全域を統一的手法で網をかぶせようとすることに由来する。

* 東京都立大学都市研究センター

** 東京都立大学大学院工学研究科博士課程

*** 東京都立大学工学部

ところで、ある地域の被害危険度を予測する、あるいは構造物を設計しようとする場合、その地域の地震経歴、上記断層の位置とその諸元に関する研究、予知観測網の整備の進行などから考えれば、問題となる地震(断層)は、それぞれある個性をもった幾つかに限定されよう。すなわちある地域を対象とした場合、その地震危険度(入力波の大きさと周期特性など)はかなり決定論的に議論しうるように思われる。

たとえば、東京を例にとった場合、少なくとも耐震設計される構造物(施設)にとって危険な地震は、相模トラフ沿いの断層によるもの(1703年元禄地震、1923年関東大地震)に大体限られよう。一方、いわゆる直下型地震は荒川断層、立川断層などによるものが考えられるがこれらはマグニチュード6.5~7.0程度と予測されており、前者に比べ局地的な被害地震と考えられるから、断層からの距離など、よりマイクロなゾーニングが必要となるろう。

以上の入力地震波、地震危険度に関する研究の実態とそれに対する評価から、この研究を試みている。この研究の長期的目標は震源特性、地震波の伝播経路の特性、表層地盤の特性の全てをカバーしたある地域の入力地震動の作成である。その第1歩として地球物理学の分野で、最近その発層が著しい断層モデルとそれにもとづく理論地震記象に関する研究成果の若干の応用を試みた。

この報告で示す動的断層モデルからの地震波の生成と伝播に関する理論の応用により、Unilateral(一方向破壊伝播)逆断層の確からしい工学的震央(断層面上で地震動の最も強い場所)をほぼ決定しえた。これは、1923年関東大地震の断層モデルに対するradiation pattern(振幅の方位分布)の計算から得られたものであり、この震央を考えることにより、当時の被害分布がよく説明できる。また長周期地震動成分に限られるが、おおよその地震動の強さ(振幅)の地域分布を推定しえた。ただ工学的実用に供する入力地震動としては、一般により短周期の成分が重要であり、この面を完備することが、この研究の今後の大きな課題である。

2. 理論地震記象の計算手法の概要

有限な大きさをもつ地震波源(断層)は、微小なせん断くいちがい(shear dislocation)の線形集合で表わされることを最初に示したのは、Knopoff and Gilbert(1960)であるが、このような問題の実際的な解法を示したのはHaskell(1969)が最初であろう。Haskellは鉛直横ずれのpropagating fault(破壊が伝播する断層)のnear field(震央近傍)において生成する変位・速度・加速度波を無限媒質に対するGreenの積分関数の数値積分により計算している。かくして、震央近傍(一般の内陸直下地震

において工学上直接問題になるのは、この圏内のみといえよう)の地震動が議論しうるようになった。Haskellら(Haskell and Thomson, 1972)は同様な手法によりtensile faultに対する解を与えた。Haskellが示した解は、自由地表面の存在を直接的に組み込んでいないなどの点で限界をもつが、後に提案される幾つかの厳密解に比べ、所要計算時間が短く、近似解法として今なお大きな意義をもっている。

この研究で半無限媒質(half space)が扱われるようになってきたのは、1972年になってからである。例えば、Mal(1972)は3次元の半無限媒質(自由地表面の存在を直接組み込んでいる)におけるpropagating dip slip faultで生成されるRayleigh波を、Mal and Carriveau(1973)は同型断層のstrike slipで生ずるSH波の解をそれぞれ求めている。いずれもdip angle(断層の傾斜角)を任意に与えられる場合を扱っており、上記の2つの解を組み合わせれば、逆断層などに対する近似モデルになる。

川崎ほか(1972)は、半無限媒質におけるdouble couple点震源から出る波の線形集合の厳密解を与えており、計算例は移動しない点震源に対して行っているが、震源が移動する場合にも拡張できる。HelMBERGER(1974)は、点震源を対象とし、P, SH, SV波の生成と伝播を波動理論で評価している。したがって、表面での反射の問題が考慮されている。また多層構造に対しても同一手法で適用できるが、点震源の仮定からfar-fieldの問題に限定されよう。

Levy and Kal(1976)は、前記川崎ほか(1972)を移動震源に拡張した場合を除けば、最も厳密な解を与えている。ただ、計算はvertical strike slipに限定されている。しかし方法の基本は多層構造や他の断層にも適用できる。なお、現在、多層構造、断層面の不均質性に対する解法が徐々に進展しつつある。

3. 関東大地震の断層モデルによる最大変位地震波の計算

3.1 概要

1923年関東大地震の断層モデルは金森・安藤(1973)によって求められている。この推定断層モデルは2つあり、その1つは地震学的データから定められたものであり、他の1つは測地学的データから求められた。ここでは、地震学的データによる断層モデルを対象とする。よく知られているように理論断層モデルで生成する地震波のうち、短周期成分の存在を説明する決定論的モデルは今後さらに多くの検討の重ね合わせが必要である。それゆえ、ここでは観測地震波との対応性のかかなり良いことが認められている長周期の成分について計算を行う。すなわち、断層運動を平均して把え、主要な変位波を求め

ようというわけである。断層至近傍における短周期地震波は、断層運動の非一様性によって生成するものと考えられ、かつ一般の震害を引きおこしたのは、より短周期の地震動(加速度)といえるが、ある程度マクロにみれば、その振幅の大小の分布は、長周期のそれと全く傾向が異なることはないであろう。

すなわち、計算で直接対象とする地震波は、長周期成分であるが、その変位分布から大体の地震動の強さの分布(地盤における)を推定しようとする。結果は被害の分布と比較される。したがって、その対応性から上記の仮定の妥当性がチェックされる。また変位の最も大きい点、または線が工学的にみて確からしい震央ということになる(被害分布の面からもチェックされた結果)。

3.2 方法

ここでは、無限媒質中の断層モデルから発生する地震波を計算する佐藤(1975)の方法を適用する。いうまでもなく無限媒質というのは、場合によっては、簡単すぎる仮定である。しかし半無限媒質(full space)あるいは多層媒質といった、より実際の構造に対する記象を求めるには、極めて長時間の計算を要することを考えれば、無限媒質に対する解は、第1次近似として評価されるものであり、地球物理学の分野での断層パラメータの決定(理論記象と観測地震記象による)も一般には半無限媒質に対するモデルによりなされている(例えば、佐藤(1975)、三雲ほか(1975)など)。また、無限媒質によっても水平動はかなり良く説明できるといわれている(三雲ほか、1975)。

佐藤(1975)の方法は、基本的にはHaskell(1969)と同様であるが、移動する点震源の解を断層面上で積分するに際し、2重積分を1重積分に引き下げ、精度の向上と計算時間の短縮を計っている点に特徴がある。具体的には、まず震源時間関数 $F(t)$ を、線形増加関数 $F(t) = Dt/t_0$ (D : dislocation, t_0 : rise time) で表わされる図-1 (ramp function) を仮定する。

断層モデルは、すでに述べたように金森・安藤(1973)の地震学的データにもとづく図-2を対象とする。また計

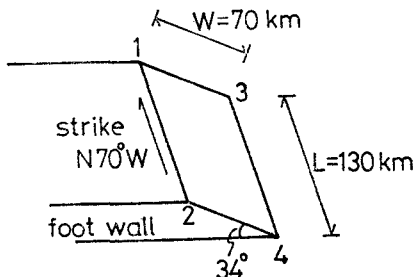


図-2 関東大地震断層モデル
(地震学的データによる)

表-1 計算に用いた諸元

断層の長さ (L)	130km
断層の幅 (W)	70km
断層の長さ方向の破壊速度 (C_1)	2.5km/sec
断層の幅方向の破壊速度 (C_2)	2.5km/sec
断層の走向 (φ_s)	N70°W
断層の傾斜角 (δ)	34°
断層のスリップの方向角 (λ)	18°
断層の最終転位量 (D)	2.1m
無限媒質のP波速度 (V_p)	6.1km/sec
無限媒質のS波速度 (V_s)	3.5km/sec
震源時間関数の立上り時間 (t_0)	5.0sec
計算時間刻み (Δt)	0.50sec
積分分割数決定のための定数	50

算に用いた断層等の諸元を表-1にまとめて示す。

地震最大変位波の計算地点は、すでに述べてきた目的から、図-3のように関東大地震被災地区を、断層の

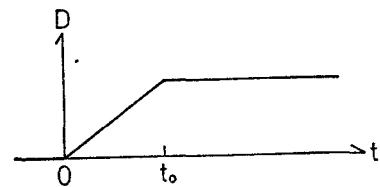


図-1 震源時間関数

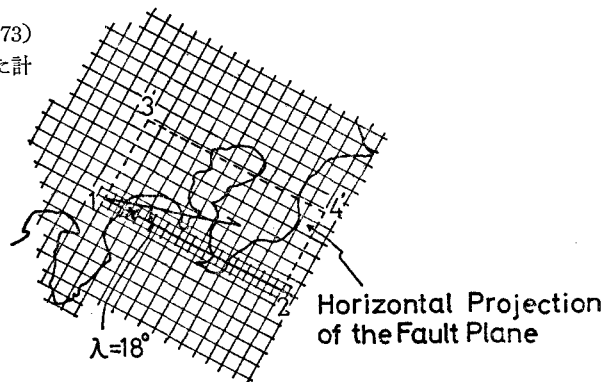


図-3 断層と水平投影と理論 地震波の計算地点(メッシュ交点)

strike, dip 方向に $10\text{km} \times 10\text{km}$ のメッシュに分割した, それぞれの交点としている。ただし, 変位が大きく変化する断層線 (fault trace, 図-3 の 1-2 線) 近傍では, $5\text{km} \times 5\text{km}$ の補助メッシュを設け, 計算地点の密度を増している。

理論地震波の変位記録は, 各交点で P 波, S 波別に NS, EW, UP-DOWN 方向の 3 成分として, 各時刻歴で得られるが, 図-4 に示す結果は, P 波と S 波を重ね合わせて得られる変位波の NS, EW 両水平成分の値をベクトル合成し, その最大値を各交点の値として求め, それから定めたコンターラインである。

このような計算を行った交点の総数は, 約 360, 計算時間は, 変位の最大値の現われる時刻が交点の位置により異なるため, 90, 100, 110, 120 秒の 4 種とした。なお, initial P の波源は, 理科年表によれば, 35.2°N , 139°E (図-3 の × 印の地点) であり, 厳密には bilateral にすべきであるが, 比較的端部にあるため, ここでは図-3 の 1 点を破壊の始発点とする $\lambda=18^\circ$ 方向への unilateral な破壊伝播を想定した。

3.3 計算結果

速度, 加速度波も比較的容易に求められるが, 震源関数として ramp 型と仮定しているため, それらの値は数

秒ないしそれ以上の長周期に対応し, 小さなものとなる。ただし, 大沢・石田(1976)が行ったような方法で, 正弦波 (あるいはその重ね合わせ) による ramp function の修正は容易に可能である。かくすれば, 短周期地震動も議論できるが, 決定論的な意味で, その量的修正に裏付けをもたせることが難しいため, ここでは計算していない。

図-4 の最大変位分布における大きな特徴をまとめていえば, 次のようになる。

(1) 断層の上盤と下盤側の変位の差異

断層 trace (図-4, 1-2) を境として, その上盤側 (trace の北方) と下盤側には, 変位に大きな差異がある。1-2 線上での変位は計算できないが, 上盤側における変位量は, その近傍においては 80cm を越える。そして, 上盤側の最大変位 80cm , 下盤側の 20cm のそれぞれのコンターが示すように, 1-2 線からほぼ等距離の地点において前者は, 後者の大体 4 倍程度の値を示している (断層 trace 近傍)。逆断層の上盤側と下盤側の radiation pattern の違いは, 予測され, 上盤側の地震動の方が大きいであろうことは予想していたが, この差異は予想以上であった。しかし, 被害の面からみれば, その差異は理解できる。望月・宮野・松田 (1978a) は, 前記測地学データにもと

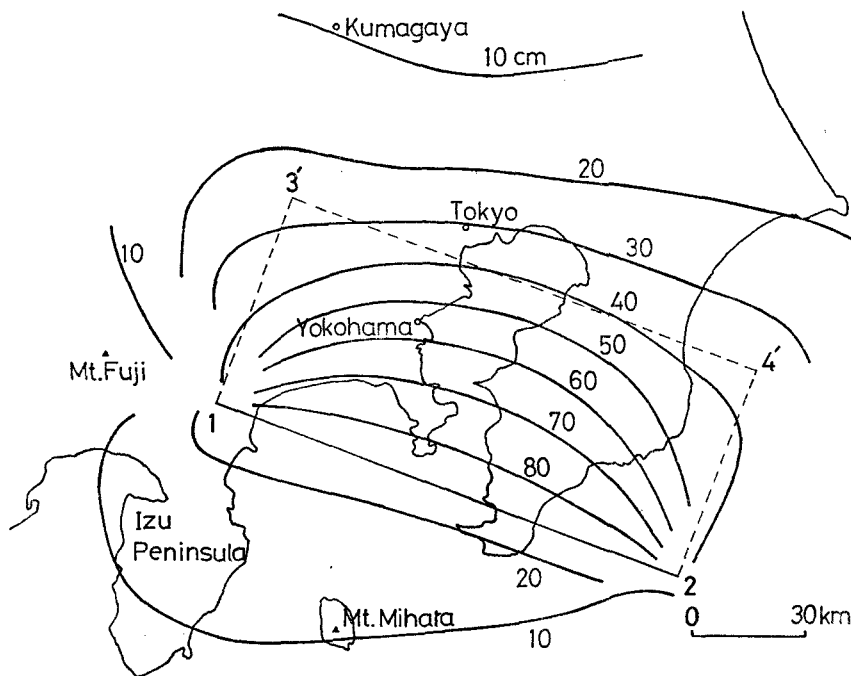


図-4 理論地震波の最大変位分布

づく断層モデルの trace からの距離（正確には図-7の計り方と同様）・地形と木造住家の全壊率の関係を検討しているが、それによれば、上盤側と下盤側では、全壊率に著しい差異があり、上盤側の方がはるかに大きい。

P. Somerville (東大地震研究所) は、望月・宮野・松田 (1978b) に対し、関東大地震における下盤側、特に伊豆半島などの被害が小さいのは、radiation pattern の違いというよりもむしろ、上盤側の地域との地殻(岩質)構造の違いによるのではないかと質問された。この疑問は、比較的多くの人々が持っていたように思われるが、図-4の結果は一応、この問題に対する解答を与えていると考えられる。ただ、房総半島の南端の地域は、一部この地震学断層モデルでは下盤側になるが、大きな被害をうけている。しかし、これは図-5にみられるとおり、断層 trace の微妙な精度の問題と強く関連する。

(2) 震央(距離)について

地震学的にみた、もう一つの大きな結論は、震央に関するものである。地震学の観点からの震源は initial P の波源であり、それは、図-3 (あるいは4) の1点の近傍である。

工学的立場からの震源(震央)は、そこからの距離で、震央近傍までを含めた任意の地点(地域)の地震動の強

さ(地震危険度)が連続的にかつ矛盾なく表現できるものが望ましい。図-4の結果によれば、おおよそ1-2の断層 trace ということになろう。ただ、中央から端部に向うに従い、寄与が小さくなっている(trace からの距離が同じでも端部では振幅が小さくなる)。

また、破壊の進行方向に向う doppler 効果がみられ、図-4の3'の地点の近傍に比べ4'の地点の近傍では、大きな変位が、より速方におよんでいる(地震学的に決定された震央は、1の地点よりやや断層内によるが(図-3)、ここでの計算は、近似的に1の地点から $\lambda=18^\circ$ (1-2線から反時計まわりに計る)の方向に破壊が伝播しているとして、unilateral の運動を仮定している)。

したがって、震央は、このような thrust fault の場合でも、fault trace が採用できそうであるが、厳密には radiation pattern を考慮した補正が必要と思われる。例えば、fault trace の中央付近からの最短距離を基準値として、端に向うに従い、プロパーの距離(fault trace からの最短距離)に係数 $\alpha (>1.0)$ を乗じた値を震央距離とするなどである。望月・宮野・松田(1978a)では、Lを楕円の長軸とみなし(短軸W)、その2つの焦点の内側のみを震央線とみなすことで、端部の効果を表現した。また、断層の上盤側と下盤側は区別することになる。

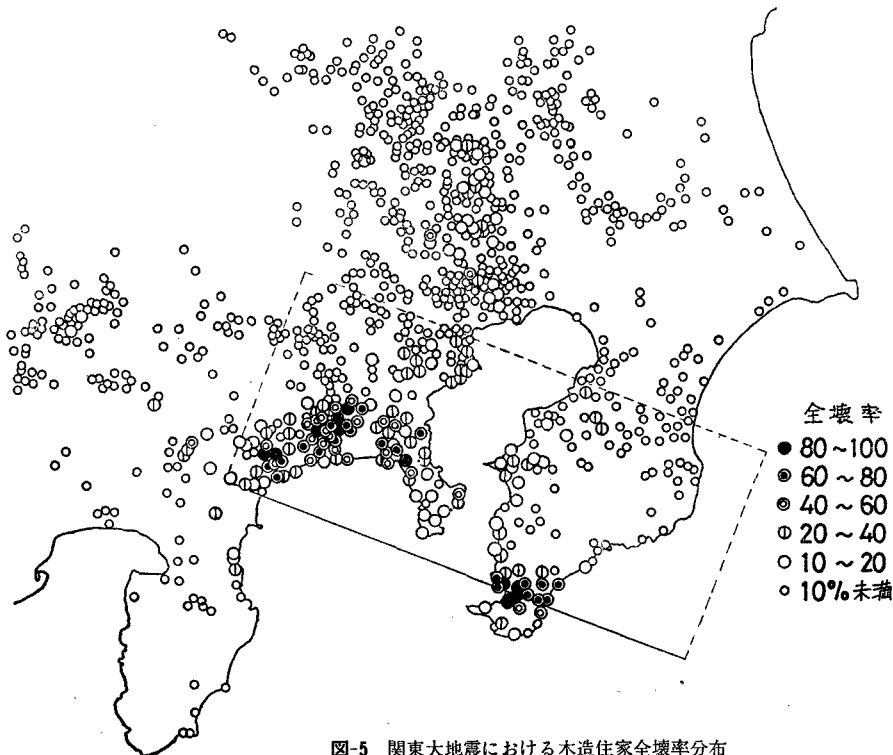


図-5 関東大地震における木造住家全壊率分布

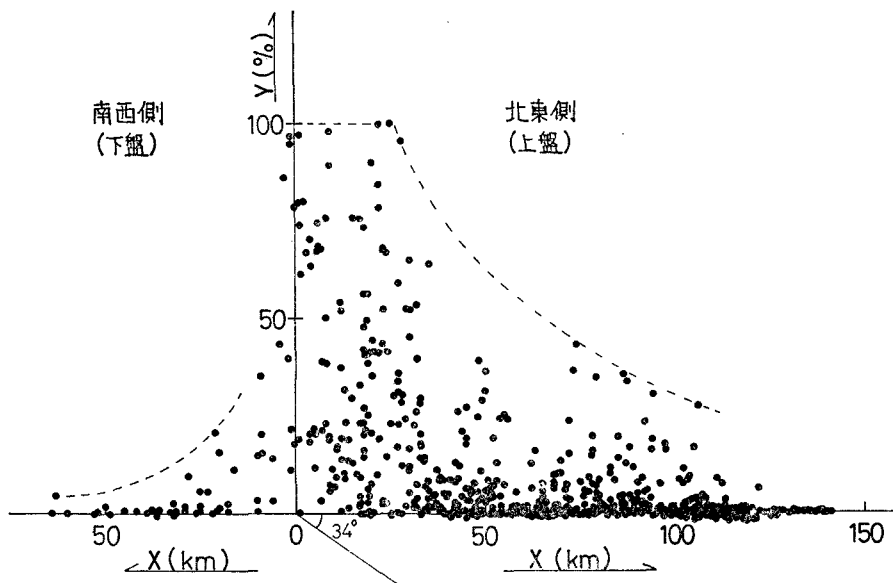


図-6 木造住家全壊率Yと震央距離Xの関係

4. 計算結果と実際の被害分布との若干の比較

図-4の radiation pattern に対比すべく、当時実際に起った木造住家の全壊率分布を図示したものが図-5である。また、同様な目的から図-3, 4の1-2線の両側における同全壊率分布の差異を概観したものが図-6である。

図-5, 6の全壊率分布は、明らかに図-4の理論計算結

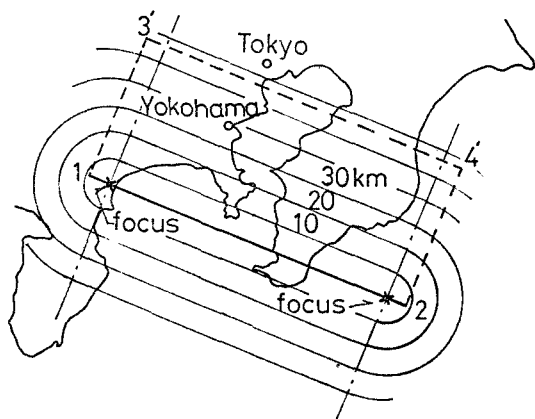
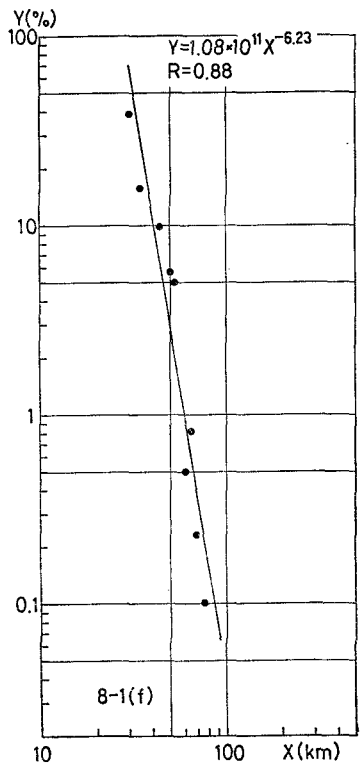
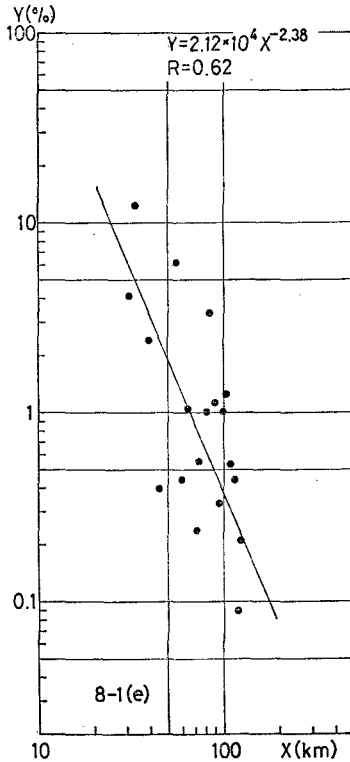
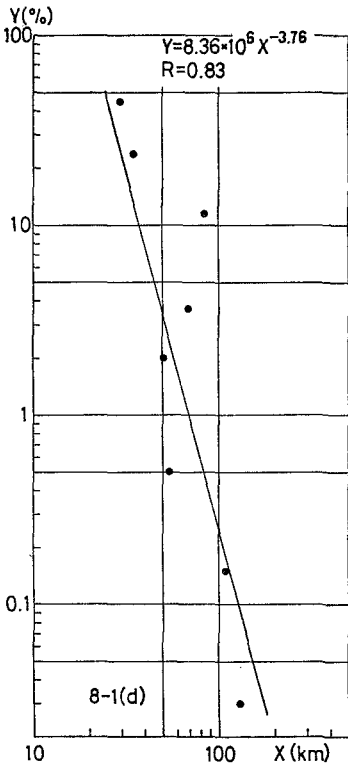
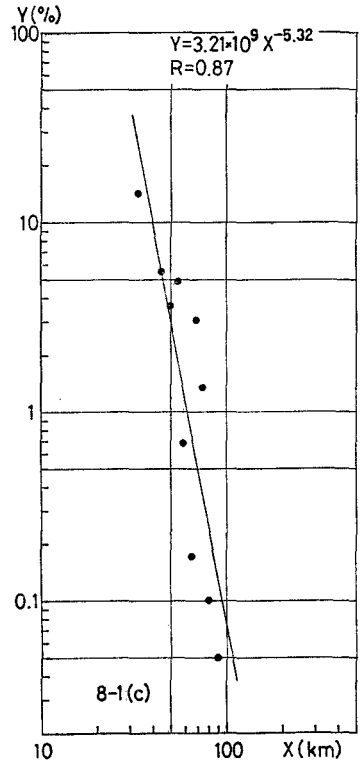
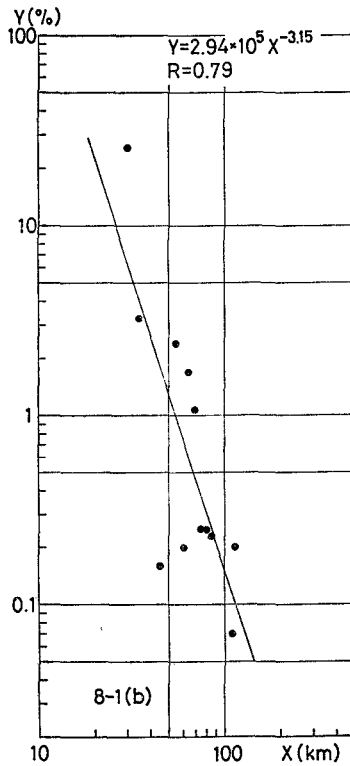
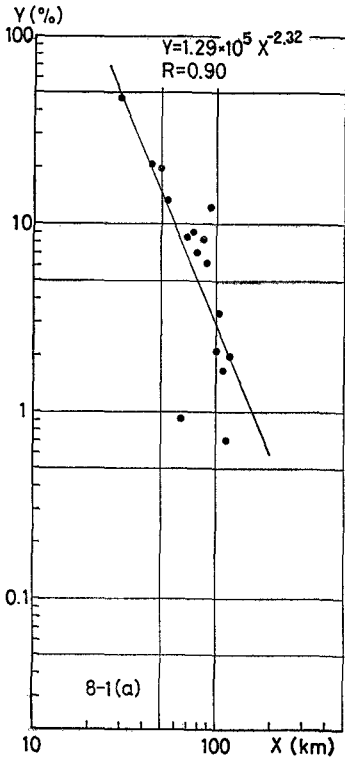


図-7 震央距離の測り方

果とよく調和しているが、ここで、上盤側について前記楕円をもち込んだ震央距離の略算(図-7)と、 radiation pattern の効果を考慮して震央距離を補正した場合のそれぞれの震央距離・地形と木造住家全壊率の関係を実験式化し、両者の間の相関係数を比較してみる。なお、木造住家全壊率に関する資料、そのまとめ方、地形の分類等については、望月・宮野・松田(1977a)を参照されたたい。

いま、全壊率Y(%), 震央距離XまたはX'(X:図-7の方法による、X': radiation pattern による補正を考えた場合)とし、両者は $Y=aX^b$ で関係付けられるものと仮定する(XはXまたはX')。かくしてa, bを最小自乗法で決定した結果を表-2に示す。

また図8-1(a)~(g)は震央楕円(図-7)の考え方をいかか7つに区分された各地形における実験式と実際の値(各震央距離における被害データ)のばらつきの程度を示す。同様に図8-2(a)~(g)は radiation pattern を考慮した場合(Xを修正)の $Y=aX'^b$ と実際の値のばらつきの程度を示す。なお計算はX, X'とも30km以上に対して実施している。また、望月・宮野・松田(1978a)におけると同様に各距離の±5kmの範囲内にある同一地形上の全壊率は、その平均値を用い、その値を重み付き平均距離上にプロットしている。さらに、同一地形上(±5km範囲内)に一集落しかない場合の資料は、ローカルな要



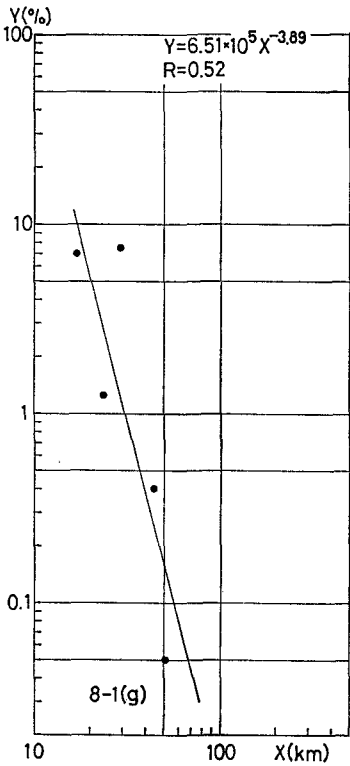


図 8-1
震央楕円(図7)の考え方で距離を測った場合の各地形における震央距離 X と木造家屋全壊率 Y の関係

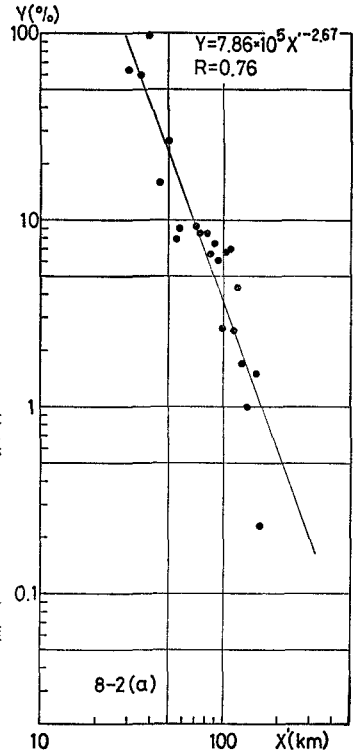
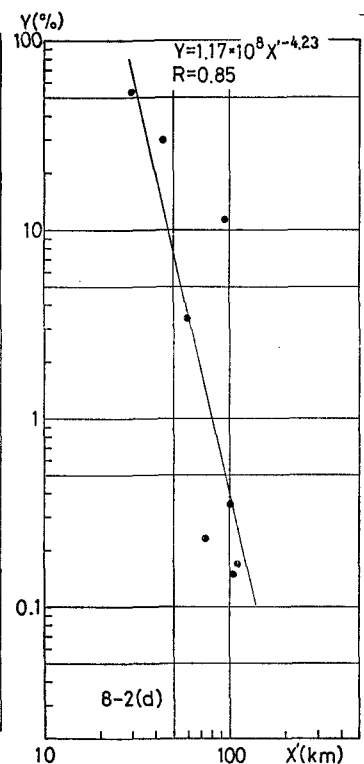
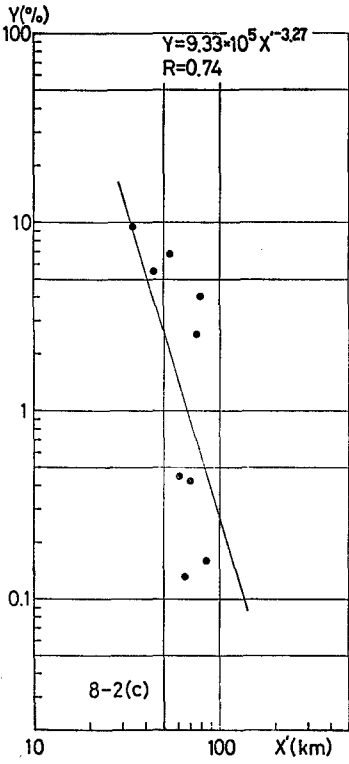
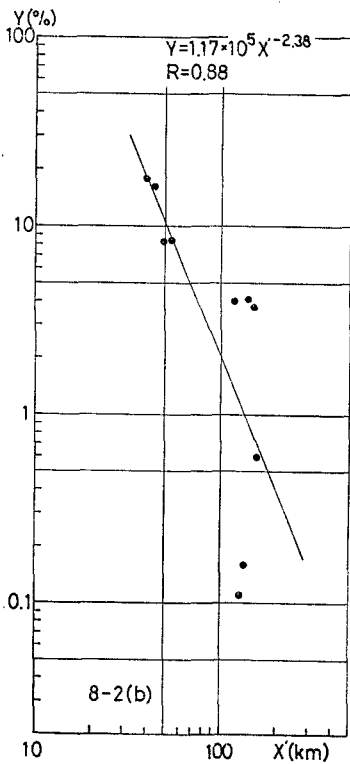


図 8-2
radiation pattern(図4)を考慮した場合の各地形における震央距離 X' と木造家屋全壊率 Y との関係



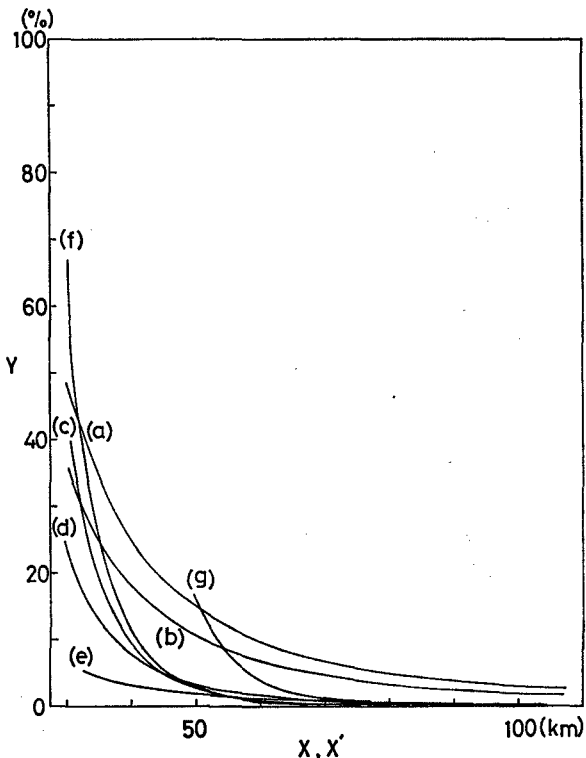
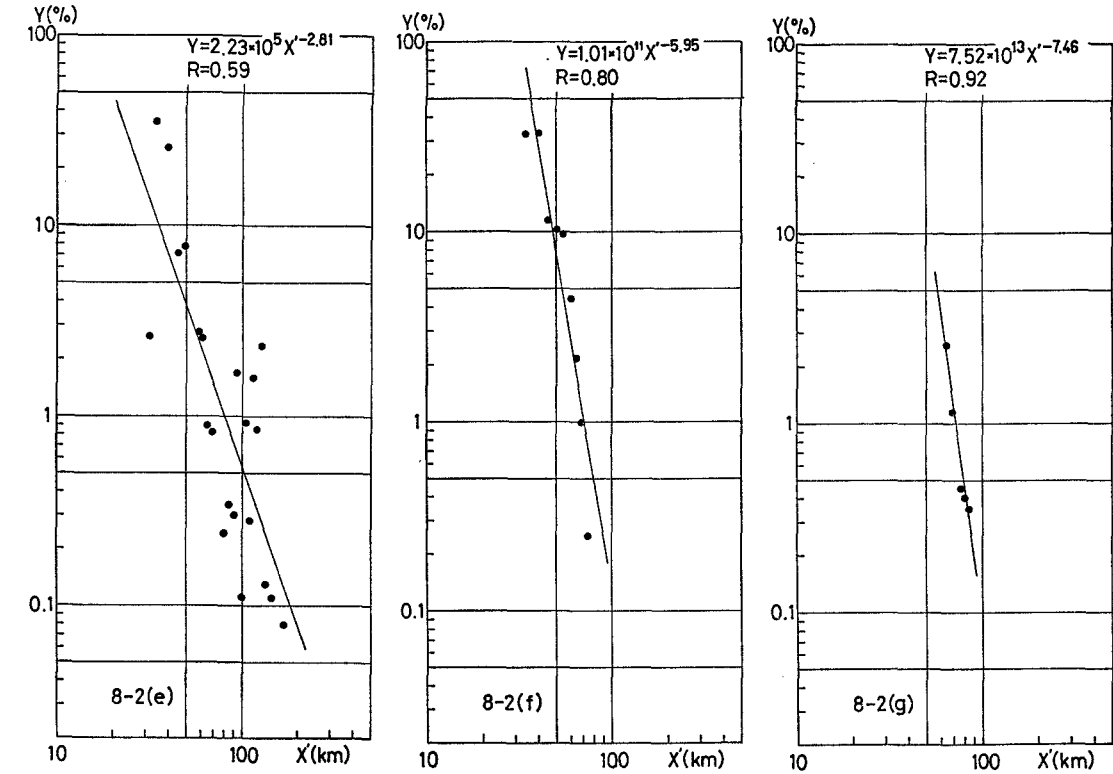


図-9 各種地形における木造家屋全壊率 Y と震央距離 X, X' の関係

因によるばらつきを考慮して計算から除外している。

以下、表-2、図8-1、2(a)~(g)について、結果を概観する。

(1) 地形(g)山地斜面のように、地震基盤が露出している、あるいはそれに近い地形上においては、radiation patternを考慮した場合の方が、全壊率震央距離の関係式(実験式)の精度が明らかに高い。すなわち、表-2でradiation patternを考慮した場合の重相関係数 R が0.92、一方震央楕円による略算法では $R = 0.52$ となっている。

(2) 同様に、一般に地震基盤の上に礫層等良く締った地層の載っている沖積平野Bにおいても、radiation patternを考慮した場合の方が、重相関係数は高くなっており、精度が向上することを示している。

すなわち、地表近辺が地震基盤(地震断層の発生した地殻)に近い性質をもつ地形上においてはradiation patternの効果がよく現われているといえる。

(3) その他の地形では、表層地盤の増幅の効果が表われ(沖積平野Aといったいわゆる軟弱地盤で著しい)、ためにradiation patternの効果が埋没する傾向がみられる。いいかえれば、図-7のような震央楕円を便宜的に考えて $Y-X$ の関係を求めてもかなり近似性の高い実験式が求められることを意味する。

すなわち、radiation pattern(特にdoppler効果)、い

表-2 各種地形における木造住家全壊率 Y と震央距離 X, X' の関係式

地 形	震央楕円 (図-7) による場合		radiation pattern を考慮した場合	
	$Y=aX^b$	重相関係数	$Y=aX'^b$	重相関係数
(a) 沖積平野A (自然堤防・三角州)	$a=1.29 \times 10^5$ $b=-2.32$	0.90	$a=7.86 \times 10^5$ $b=-2.67$	0.76
(b) 沖積平野B (扇状地・沖積錐)	$a=2.94 \times 10^5$ $b=-3.15$	0.79	$a=1.17 \times 10^5$ $b=-2.38$	0.88
(c) 海岸平野 (砂州・浜堤)	$a=3.21 \times 10^9$ $b=-5.32$	0.87	$a=9.33 \times 10^5$ $b=-3.27$	0.74
(d) 谷底低地・氾濫原と各種 斜面を境とする微高地	$a=8.36 \times 10^6$ $b=-3.76$	0.83	$a=1.17 \times 10^8$ $b=-4.23$	0.85
(e) 海成台地・ 河成台地	$a=2.12 \times 10^4$ $b=-2.38$	0.62	$a=2.23 \times 10^5$ $b=-2.81$	0.59
(f) 丘陵地斜面 台地斜面	$a=1.08 \times 10^{11}$ $b=-6.23$	0.88	$a=1.01 \times 10^{11}$ $b=-5.95$	0.80
(g) 山地斜面	$a=6.51 \times 10^5$ $b=-3.89$	0.52	$a=7.52 \times 10^{18}$ $b=-7.46$	0.92

注) $X' \geq X$ ($X' = \alpha X$, $\alpha \geq 1$)
X, X' とも 30km 以上とする。

いかえれば破壊の進行方向の効果をそのまま考えると、むしろ地震動の強さの分布を誤って解釈する可能性があることをこれらの地形では暗示している。

図-9は各地形における $Y=aX^b$ あるいは $Y=aX'^b$ を一括して図示したものである。図では、地形(g), (b)に関しては後者の式を、その他の地形については、前者の式を表わした。それは、すでに述べたように(g), (b)の地形が地震基盤のそれに近いことが推定されたからであり、他の地形においてはむしろ表層の増幅性のためにradiation pattern の効果が埋没し、震央楕円といった近似的(均らした)方法の方が実状をよく表わしうることを知ったからである。各 $P-X(X')$ 関係の曲線の差異は表層地盤の増幅特性(倍率)と密接に関連付けられる。

5. おわりに

この研究の終局的な目的は、地震危険度をよりミクロなゾーンで区分する際の各ゾーンにおける入力地震動の予知である。ただ、現状で、十分物理的に説明しうる地震波は、一般にやや長周期ないしそれ以上の長い周期の地震波の推測に限定されよう。それは、震源モデルの決定に際して一般に、dislocation-time の関係がならされた関係(速度一定)でしか与えられないことによる。すなわち、震源関数(dislocation-time の関係)が通常は

ramp function の形で表現されている。このような簡単な関数型を考えても長周期の地動は、かなりよく説明付けられ、かつその変位波のみにより表層地盤の増幅を考えれば、過去に生じた被害分布をよく説明できる。しかし、入力地震動に短周期地震動の存在を組み込むことは地震工学面における主要課題の一つである。

それで、強震加速度記録に対応するように、この震源関数を修正する試みが1966年の Parkfield 地震に対してなされてきた。Haskell (1969) は、震源関数として、two-stage ramp function を考え、大沢・石田(1976)は、破壊される物質は不均質であり、くいちがいは速度は時間によって変化すると考え方から、震源関数である ramp function に正弦波を重ね合わせた。

このような試みは、San Fernand 地震に対しても行なわれた。Bouchon (1978)は、スムーズな破壊の進行を妨げる高強度の物質が断層面に沿って存在するとする crack-with-barriers model を考え、Pacoima dam における極めて高いレベルの加速度波を説明した。もし、このような barriers の存在が不規則に存在するとすれば、そこでの顕著な stopping, stalling phase の効果のために、破壊の進行方向の効果(doppler 効果)が薄められ、その結果として、この報告における程度の doppler 効果で、被害分布との対応性がかなり良くついたとも考えられる。

しかし、この種の研究は開始されて、まだ日が浅い。

それに比較すべき観測波（震央至近傍の強震記録）が少ないことも大きな障害になっている。したがって、現状では、dislocation-time の関係を平均化した震源関数が当分主体を占めよう。ところで、震央付近の強震記録の蓄積を待たなくとも岩盤上の観測波（現在でも記録はかなりある）における波の種類などの分析精度が向上すれば、それから震源へアプローチすることが可能になる。すなわち、実体波・表面波の伝播経路の特性、関数化（伝達関数）が必要であり、そのためには、複雑に堆積する地表付近の地層の効果が観測波に含まれていない方が扱い易い。そして、このような地震波作成の観点からは、震源において考えられる物理現象をできるだけ厳密に表現した震源モデルと波の生成に対する解が望ましい。現在そのような立場から資料収集、観測、地震波の生成から観測点までの線形システムの作成にとりこんでいる。

文 献 一 覧

- 大沢 胖・石田勝彦
 1976 「震源特性を考慮した強震地動に関する研究（その1・断層モデルの仮定と1966年 Parkfield 地震の解析について）」『日本建築学会論文報告集』247号, pp. 83~92
- 金森博雄・安藤雅孝
 1973 「関東大地震の断層モデル」『関東大地震50周年論文集』東京大学地震研究所, pp. 89~101
- 川崎一朗・鈴木保典・佐藤良輔
 1972 「半無限媒質中の断層によって生ずる地震波（その1）」『地震』第25巻, pp. 207~217
- Satoh, R.
 1975 “Fast Computation of Theoretical Seismograms for an Infinite Medium (Part. 1 Rectangular Fault)”『J. Phys. Earth.』Vol. 23, pp. 323~331
- 鈴木浩平・北川良和・清水信行・千葉利晃・ほか2名
 1977 柴田 碧監修『応答解析用模擬地震波とその周辺の研究論文抄録集』, pp. 13~18
- 三雲 健・安藤雅孝
 1975 「濃尾地震の解析的再現」『科学』Vol. 45, pp. 50~58
- 望月利男・国井隆弘・松田磐余・宮野道雄
 1978 「サイスミック・マイクロゾーニングにおける震度分布の評価手法について（その1、墓石調査による震度と建物の被害の関係からのアプローチ）」『総合都市研究』第2号, pp. 19~30
- 望月利男・宮野道雄・松田磐余
 1978a 「1923年関東大地震における木造家屋の被害の検討—震央距離・地形と全壊率の関係—」『日本建築学会論文報告集』第270号, pp. 81~90
- 1978b 「既往の地震における木造家屋の被害分布(地震の規模・断層型・震央距離・地形と全壊率の関係)」『第5回日本地震工学シンポジウム講演集』, pp. 1391~1398
- Bouchon, M.
 1978 “A Dynamic Source Model for the San Fernando Earthquake.” Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 68, pp. 1555~1576
- Haskell, N. A.
 1969 “Elastic Displacement in the Near-Field of a Propagating Fault.” Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 59, 865~908
- Haskell, N. A. & Thomson, K. C.
 1972 “Elastodynamic Near-Field of a Finite Propagating Tensile Fault.” Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 62, pp. 675~698
- Helmlberger, D. V.
 1974 “Generalized Ray Theory for Shear Dislocations.” Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 64, pp. 45~64
- Housner, G. W.
 1947 “Characteristics of Strong-Motion Earthquakes.” Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 37, pp. 45~64
- Knopoff, L & Gilbert, F.
 1960 “First Motions from Seismic Source.” Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 50, pp. 117~134
- Levy, N. A. & Mal, A. K.
 1976 “Calculation of Ground Motion in a Three-Dimensional Model of the 1966 Parkfield Earthquake.” Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 66, pp. 405~423
- Mal, N. A.
 1972 “Rayleigh Waves from Moving Thrust Fault.” Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 62, pp. 751~762
- Mal, A. K. & Carriveau, A. R.
 1973 “Earthquake Ground Motion Near the Source.” Proc. of 5WCEE, pp. 706~715

EVALUATING DISTRIBUTION OF SEISMIC INTENSITY IN SEISMIC MICROZONING

Part 2: On the Comparison between Radiation Patterns of the Great Kanto Earthquake and the Distribution of Damage to wooden Structures

Toshio Mochizuki *, Michio Miyano **
Iware Matsuda * and Toshikazu Koizumi ***

Comprehensive Urban Studies, No. 8. 1979, pp. 165~176

For the purpose of evaluating areal distribution of seismic intensity, displacements of body waves deduced from the dynamic fault model of the Great Kanto Earthquake were analyzed by numerical integration for an infinite medium. The calculated patterns are very different between in the upthrown and downthrown blocks. The result, however, matches the areal distribution of damage to wooden structures caused by the earthquake. It means that distance from the fault trace is better explaining variable of distribution of seismic intensity than epicentral distance.

* Center for Urban Studies, Tokyo Metropolitan University

** Graduate School of Engineering, Tokyo Metropolitan University

*** Faculty of Technology, Tokyo Metropolitan University