

Ολίσθηση Στερεού Σώματος σε Κεκλιμένο Επίπεδο για Εξιδανικευμένους Παλμούς Κοντινού Πεδίου Sliding response of rigid blocks on inclined plane under idealized near-fault pulses

Ε. Α. ΒΟΓΙΑΤΖΑΚΗ¹, Γ. Εμμ. ΜΥΛΩΝΑΚΗΣ², Ι. Ν. ΨΥΧΑΡΗΣ³

ΠΕΡΙΛΗΨΗ: Παρουσιάζονται αναλυτικές λύσεις για ολίσθηση στερεού σώματος υπό σεισμική φόρτιση τύπου παλμού επιτάχυνσης. Οι κινήσεις αυτές είναι χαρακτηριστικές σεισμικών δονήσεων εγγύς πεδίου, οι οποίες συνδέονται εγγενώς με πρόσω κατευθυντικότητα της σεισμικής πηγής και επιβάλλουν μεγάλες μετακινήσεις απουσία ικανής εδαφικής ή δομικής αντοχής. Το προσομοίωμα αφορά στερεό σώμα επί κεκλιμένου επιπέδου τριβής. Αν και εξιδανικευμένο, το συγκεκριμένο μοντέλο χρησιμοποιείται ευρέως για την ανάλυση ποικιλίας κατασκευών (π.χ., τοίχων αντιστήριξης, κρηπιδοτόιχων, φραγμάτων, πρανών, επιχωμάτων). Εξετάζονται τέσσερις βασικοί παλμοί: (1) ορθογωνικός, (2) ημιτονικός, (3) τριγωνικός, (4) εκθετικός. Στο πρώτο μέρος του άρθρου εξετάζεται ο ρόλος της μέγιστης και παραμένουσας αντοχής και του αριθμού των κύκλων φόρτισης στη μέγιστη μετατόπιση. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται μέσω αναλυτικών σχέσεων και αδιάστατων γραφημάτων, τα οποία προσφέρουν εποπτεία στη φυσική του προβλήματος. Στο δεύτερο μέρος εξάγονται κλειστές αναλυτικές λύσεις για την ανελαστική απόκριση και τις μέγιστες σχετικές ταχύτητες και μετακινήσεις. Προκύπτει ότι και οι τρεις χρονοϊστορίες της εδαφικής κίνησης (επιτάχυνση, ταχύτητα, μετατόπιση) καθορίζουν τη μέγιστη ολίσθηση – σε αντίθεση με την διαδεδομένη άποψη ότι η εδαφική ταχύτητα είναι πρωτεύουσας σημασίας. Τα αποτελέσματα συγκρίνονται με συμβατικές λύσεις τύπου Newmark και καταδεικνύεται ο συντηρητικός ή μη-συντηρητικός χαρακτήρας τους κατά περίπτωση. Εξετάζεται η περίπτωση της αστοχίας του νοσοκομείου Olive View, Καλιφόρνια, 1971.

ABSTRACT: Analytical solutions are presented for the rigid-plastic response of rigid blocks resting on inclined frictional plane, subjected to idealized ground acceleration pulses. These shocks are typical of near-fault earthquake motions generated by forward fault-rupture directivity and may inflict large permanent displacements in the absence of substantial residual soil or structural strength. Although idealized, the model is widely accepted for simulating a variety of structures such as retaining walls, embankments and slopes. Four basic simple pulse waveforms are examined: (1) rectangular; (2) sinusoidal; (3) triangular; (4)

¹ Υποψήφια Διδάκτωρ, Σχολή Πολιτικών Μηχανικών, Εργαστήριο Αντισεισμικής Τεχνολογίας, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, email: evogi@tee.gr

² Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Εργαστήριο Γεωτεχνικής Μηχανικής, Πανεπιστήμιο Πατρών, email: mylo@upatras.gr

³ Αναπληρωτής Καθηγητής, Σχολή Πολιτικών Μηχανικών, Εργαστήριο Αντισεισμικής Τεχνολογίας, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, email: ipsych@central.ntua.gr

exponential. An analytical study is presented on the effect of frictional strength and number of excitation cycles on peak displacements. Results are presented in the form of dimensionless graphs and closed-form expressions that elucidate the salient features of the problem. It is shown that all three time histories of ground motion (i.e., acceleration, velocity, and displacement) control peak response – contrary to the widespread view that ground velocity alone is of leading importance. Results are compared to Newmark – type approaches, derived using conventional motions, and it is shown how they may under- or over-estimate peak displacements depending on the circumstances. The collapse of Olive View hospital, 1971, is discussed.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

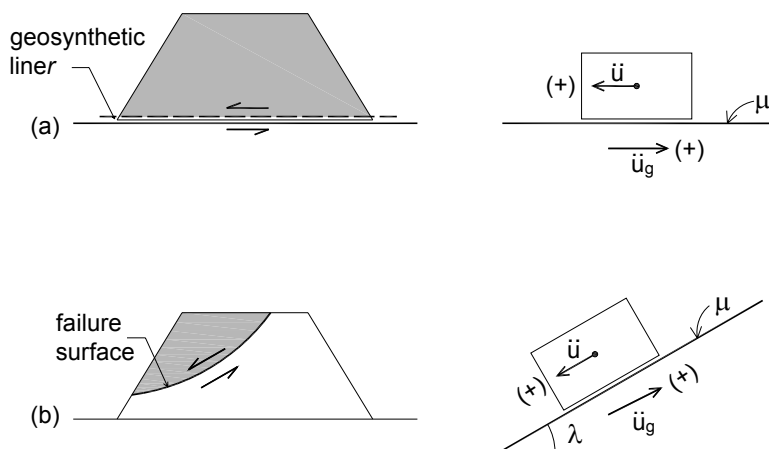
Ύστερα από πρωτοποριακές έρευνες από σεισμολόγους και μηχανικούς κατά τη δεκαετία του 1970 [Boore & Zoback, 1974; Bertero, et al, 1978], η καταστρεπτικότητα των σεισμικών κινήσεων κοντινού πεδίου αποτελεί σήμερα μείζον ερευνητικό πεδίο της σεισμικής μηχανικής. Οι κινήσεις αυτές οφείλονται στην κατευθυντικότητα της σεισμικής πηγής όταν η διάρρηξη του ρήγματος πλησιάζει μια τοποθεσία (και το διάνυσμα ολίσθησης έχει φορά προς την τοποθεσία), σε απόσταση εντός περίπου 15 χιλιομέτρων από το ρήγμα. Οι προκύπτουσες εδαφικές κινήσεις έχουν τη μορφή παλμών μεγάλου εύρους, προσανατολισμένων στη διεύθυνση κάθετα στο διάνυσμα ολίσθησης, οι οποίοι εντοπίζονται στην αρχή του σεισμικού κραδασμού [Sommerville et al, 1997; Rodriguez-Marek, 2000]. Ένας σημαντικός αριθμός αστοχιών έχει αποδοθεί σε παλμούς κοντινού πεδίου, όπως η κατάρρευση του Νοσοκομείου Olive View στον σεισμό του San Fernando το 1971, της οδογέφυρας Hanshin Expressway στο Kobe, διάφορων κτηριακών κατασκευών στο Northridge, καθώς και του εργοστασίου της EBO στο Αίγιο το 1995 [Γκαζέτας, 1996]. Συγκεντρωτικοί πίνακες και απλοποιημένα προσομοιώματα τέτοιων κινήσεων είναι διαθέσιμα στη βιβλιογραφία [Mavroeidis & Papageorgiou, 2003; Mylonakis & Voyagaki, 2006].

Η πλειονότητα των σχετικών μελετών βασίζεται σε πραγματικές σεισμικές κινήσεις σε συνδυασμό με αριθμητικές προσομοιώσεις για την ανάλυση της απόκρισης δομικών έργων και γεωκατασκευών ενός ή περισσοτέρων βαθμών ελευθερίας [Ambraseys & Menu, 1988]. Ωστόσο, η χρήση εξιδανικευμένων παλμών, οι οποίοι προσφέρουν εποπτεία στη φυσική του προβλήματος, δεν έχει λάβει την απαιτούμενη προσοχή [Sarma 1975; Yegian et al, 1989; Conte & Dente, 1989; Gantes & Pnevmatikos, 2003; Mylonakis & Voyagaki, 2006]. Η μελέτη απλών παλμών είναι επιθυμητή καθώς υπάρχουν αρκετές αποδείξεις ότι μόνο ένα μικρό τμήμα της εδαφικής κίνησης, το οποίο σχετίζεται με τον παλμό, καθορίζει το μέγεθος της σεισμικής απαίτησης στο δομικό ή εδαφικό σύστημα [Bertero et al., 1978; Makris & Black, 2004]. Επιπλέον, οι απλές κυματομορφές επιτρέπουν την εξαγωγή κλειστών αναλυτικών λύσεων οι οποίες έχουν προφανή πλεονεκτήματα έναντι των πολύπλοκων αριθμητικών μεθόδων.

ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Στη παρούσα μελέτη εξετάζεται το πρόβλημα της ολίσθησης ενός στερεού σώματος μάζας m , επί κεκλιμένου επιπέδου με συντελεστή τριβής μ και αντοχή διαρροής Q , υπό την επήρεια

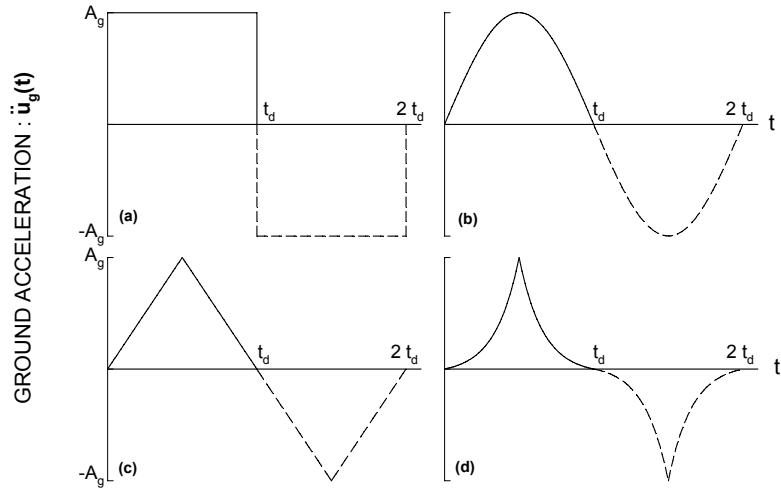
τεσσάρων διαφορετικών παλμών εδαφικής επιτάχυνσης, όπως φαίνεται στα Σχήματα 1 και 2. Οι παλμοί περιγράφονται από το σχήμα τους (ορθογωνικό, ημιτονικό, τριγωνικό, εκθετικό), το εύρος A_g , τη διάρκεια μισού κύκλου t_d (ή, ισοδύναμα, την περίοδο $T_p = 2 t_d$) και τον αριθμό κύκλων (μισός και πλήρης κύκλος).



Σχήμα 1. Γεωτεχνικά προβλήματα που αναλύονται με θεώρηση ολισθαίνοντος στερεού σώματος. (α) ολίσθηση επιχώματος σε γεωσυνθετικό υπόστρωμα (ως στερεό σώμα υπό συμμετρική τριβή), (β) αστοχία επιχώματος (ως στερεό σώμα υπό ασύμμετρη τριβή).

Είναι γνωστό ότι, από σεισμολογική σκοπιά, οι παλμοί ταχύτητας έχουν πλεονεκτήματα σε σχέση με τους παλμούς επιτάχυνσης, καθώς συσχετίζονται ορθολογικότερα με βασικές παραμέτρους της πηγής όπως η σεισμική ροπή και η πτώση τάσης [Mavroeidis & Parageorgiou, 2003]. Παρόλα αυτά οι παλμοί επιτάχυνσης σχετίζονται καλύτερα με κλασικές παραμέτρους της σεισμικής μηχανικής όπως ο σεισμικός συντελεστής διαρροής και η ανελαστική μετακίνηση. Αυτό μπορεί να γίνει κατανοητό μέσω του μηχανισμού εκκίνησης της πλαστικής μετατόπισης (αποκόλληση), ο οποίος, στην περίπτωση απαραμόρφωτων σωμάτων, σχετίζεται αποκλειστικά με την εδαφική επιτάχυνση – όχι με την ταχύτητα. Μπορούμε λοιπόν να ισχυριστούμε ότι οι παλμοί επιτάχυνσης είναι εξίσου κατάλληλοι, ή πιθανώς πλεονεκτικότεροι, με τους παλμούς ταχύτητας όσον αφορά την ανελαστική απόκριση μιας κατασκευής.

Το Σχήμα 2 παρουσιάζει και τους δύο τύπους παλμών – διάρκειας μισού και πλήρους κύκλου – με συνεχείς και διακεκομμένες καμπύλες αντίστοιχα. Αξίζει να σημειωθεί ότι οι παλμοί μισού κύκλου δεν είναι φυσικώς πραγματοποιήσιμοι, καθώς η εδαφική ταχύτητα στο τέλος της διέγερσης ($t = t_d$) είναι μη μηδενική, κάτι που συνεπάγεται αύξηση της εδαφικής μετατόπισης χωρίς όριο. Παρόλα αυτά, οι ατελείς αυτοί παλμοί εμπεριέχουν τις μεγάλες επιταχύνσεις και ταχύτητες που παρατηρούνται στις πραγματικές καταγραφές εγγύς πεδίου, και άρα είναι κατάλληλοι για τη μελέτη των βασικών χαρακτηριστικών της σεισμικής απαίτησης που επιβάλλουν αυτές οι κινήσεις. Επιπλέον θα αποδειχθεί ότι αρκετά συστήματα ολίσθησης φτάνουν στη μέγιστη απόκριση τους πριν το τέλος της διέγερσης, και έτσι το αν η εδαφική ταχύτητα μηδενίζεται ή όχι μετά από το τέλος του παλμού έχει μικρή πρακτική σημασία.



Σχήμα 2. Εδαφικές χρονοϊστορίες επιτάχυνσης για τέσσερις απλοποιημένους παλμούς διάρκειας μισού και πλήρους κύκλου: (α) ορθογωνικός, (β) ημιτονοειδής, (γ) τριγωνικός, (δ) εκθετικός.

Τα παρακάτω μεγέθη χρησιμοποιούνται στην περιγραφή των αποτελεσμάτων που παρουσιάζονται σε αυτή την εργασία: αδιάστατη αντοχή διαρροής $\eta = Q_y/mA_g$, αδιάστατος χρόνος διαρροής $\tau_y = t_y/t_d$, αδιάστατος χρόνος όταν συμβαίνει η μέγιστη ολίσθηση, $\tau_m = t_m/t_d$, όπου $Q_y =$ δύναμη ολίσθησης, $t_y =$ χρόνος διαρροής, $t_m =$ χρόνος μέγιστης ολίσθησης. Ακόμη χρησιμοποιούνται τα μεγέθη: μέγιστη ταχύτητα ολίσθησης V_m , μέγιστη ολίσθηση u_m , αύξηση εδαφικής μετακίνησης κατά τη διάρκεια της ολίσθησης $\Delta u_g = u_g(\tau_m) - u_g(\tau_y)$, $t_{vm} =$ χρόνος V_m , $V_g =$ μέγιστη εδαφική ταχύτητα, $D_g =$ μέγιστη εδαφική μετακίνηση.

ΚΛΕΙΣΤΕΣ ΑΝΑΛΥΤΙΚΕΣ ΛΥΣΕΙΣ

A. Παλμοί Μισού Κύκλου

Η εξίσωση που περιγράφει την κίνηση ενός στερεού σώματος που ολισθαίνει σε κεκλιμένο επίπεδο με σταθερή τριβή, υπό την επίδραση σεισμικής κίνησης παράλληλης προς αυτό, είναι:

$$\ddot{u} = \ddot{u}_g - \frac{Q_y}{m} \text{sgn}(\dot{u}) \quad (1)$$

όπου \ddot{u} η σχετική επιτάχυνση ολίσθησης ως προς το κεκλιμένο επίπεδο και $Q_y = Q_y(\dot{u})$ η εξαρτημένη από την φορά της κίνησης τριβή ολίσθησης. Η εξάρτηση της Q_y από τον συντελεστή τριβής και την κλίση του επιπέδου ολίσθησης εξετάζεται στη συνέχεια. Το πρόσημο της σεισμικής επιτάχυνσης \ddot{u}_g στο δεξιό μέρος της εξίσωσης θεωρείται θετικό για ευκολία[†].

[†] Αυτό εξασφαλίζει θετική σχετική ολίσθηση για θετική εδαφική επιτάχυνση. Η ιδέα παρουσιάζεται με τη βοήθεια των συστημάτων αναφοράς του Σχήματος 1.

Με ολοκλήρωση της Εξίσωσης 1 δύο φορές ως προς το χρόνο και επιβολή των αρχικών συνθηκών μηδενικής σχετικής ταχύτητας και μετακίνησης για $t = 0$, η ταχύτητα και μετακίνηση του σώματος δίνονται από τις παρακάτω απλές εξισώσεις [Mylonakis & Voyagaki, 2006]:

$$\dot{u} = \dot{u}_g - \dot{u}_g(t_y) - \frac{Q_y}{m}(t - t_y) \quad (2)$$

$$u = u_g - u_g(t_y) - \dot{u}_g(t_y)(t - t_y) - \frac{Q_y}{2m}(t - t_y)^2 \quad (3)$$

οι οποίες αφορούν αποκλειστικά μονόπλευρη ολίσθηση ($\dot{u} \geq 0$).

Ο χρόνος της μέγιστης ολίσθησης προκύπτει από την Εξίσωση 2 θέτοντας τη σχετική ταχύτητα ίση με μηδέν:

$$t_m = t_y + \frac{m}{Q_y} [\dot{u}_g(t_m) - \dot{u}_g(t_y)] = t_y + \frac{m}{Q_y} \left(\begin{array}{l} \text{εμβαδόν παλμού μετά} \\ \text{την αποκόλληση} \end{array} \right) \quad (4)$$

Ο παραπάνω χρόνος αντιστοιχεί είτε σε στιγμιαία ακινησία - με συνέχεια της κίνησης προς την ίδια φορά, ή σε αλλαγή στη φορά της κίνησης, ή σε πλήρη ακινησία. Για παλμούς τύπου μισού κύκλου είναι προφανές ότι η μικρότερη θετική ρίζα της Εξίσωσης 4 καθορίζει το χρόνο της μέγιστης – και ταυτόχρονα παραμένουσας – ολίσθησης. Για παλμούς πλήρους κύκλου, αυτός ο χρόνος ενδέχεται να διαφέρει από τον χρόνο εκδήλωσης της παραμένουσας μετατόπισης.

Η παραπάνω εξίσωση αναδεικνύει την εγγενή σχέση ανάμεσα στην ταχύτητα του παλμού και την μέγιστη ολίσθηση του σώματος. Πράγματι, όσο μεγαλύτερο είναι το εμβαδόν του παλμού μετά την αποκόλληση, τόσο περισσότερο χρόνο το στερεό σώμα θα βρίσκεται σε κίνηση και, συνεπώς, τόσο μεγαλύτερη θα είναι η μετατόπισή του. Θα πρέπει ωστόσο να λάβουμε υπόψη ότι οι Εξισώσεις 1 έως 4 έχουν καταστρωθεί με την σιωπηρή παραδοχή ότι το σώμα έχει ήδη ολισθήσει. Είναι προφανές ότι για την πραγματοποίηση της αποκόλλησης απαιτείται υπέρβαση μιας οριακής επιτάχυνσης η οποία δεν εξαρτάται από το μέγεθος της ταχύτητας, και άρα η εδαφική ταχύτητα δεν θα πρέπει να αντιμετωπίζεται ως η μοναδική δεσπόζουσα παράμετρος του προβλήματος [Mylonakis & Voyagaki, 2006].

Η άποψη αυτή ενισχύεται από την παρατήρηση ότι η μετατόπιση του στερεού σώματος, που περιγράφεται από την Εξίσωση 3, εξαρτάται από την χρονοιστορία της εδαφικής μετακίνησης u_g – όχι της εδαφικής ταχύτητας. Καταλαβαίνουμε λοιπόν ότι μια μεταβολή στην εδαφική μετακίνηση κατά τη διάρκεια της ολίσθησης θα αυξήσει ή θα μειώσει την ολίσθηση χωρίς απαραίτητα να μεταβάλλει την δυναμική ισορροπία στην Εξίσωση 1. Αυτό αναδεικνύει τον ρόλο της εδαφικής μετακίνησης στην ανάπτυξη πλαστικής παραμόρφωσης, ο οποίος μπορεί να είναι πιο σημαντικός απ' ό τι πιστεύεται σήμερα.

Η σχέση που παρέχει τη χρονική στιγμή της μέγιστης μετατόπισης, όπως αυτή προκύπτει από την Εξίσωση 4, δίνεται από την παρακάτω εξίσωση για παλμούς μισού κύκλου:

$$\tau_m = \begin{cases} \frac{1}{\eta} & \text{ορθογωνικός} \\ \tau_y + \frac{1}{\eta\pi}(1 + \cos \pi\tau_y) & \text{ημιτονικός} \\ \tau_y - \frac{1}{\eta}(\tau_y^2 - \frac{1}{2}) & \text{τριγωνικός} \\ \tau_y + \frac{1}{\eta(1-e^\pi)}[1 + \frac{1}{2\pi}(1 + e^{2\pi\tau_y}) - \frac{e^\pi}{\pi} - \tau_y] & \text{εκθετικός} \end{cases} \quad (5\alpha-\delta)$$

η οποία ισχύει για $\tau_m \geq 1$. Στην περίπτωση που η μέγιστη απόκριση συμβαίνει πριν το τέλος του εδαφικού παλμού, $\tau_m \leq 1$, η συγκεκριμένη χρονική στιγμή υπολογίζεται από την Εξίσωση 4. Οι σχετικές λύσεις είναι περίπλοκες και παραλείπονται σε αυτό το άρθρο. Αξίζει να σημειωθεί ότι η εν λόγω περίπτωση δεν ισχύει για ορθογωνικό παλμό μισού κύκλου, για τον οποίο η μέγιστη απόκριση συμβαίνει πάντοτε κατά την ελεύθερη ολίσθηση.

Θέτοντας τον χρόνο t ίσο με t_m στην Εξίσωση 3, και με χρήση απλών αλγεβρικών πράξεων, προκύπτουν οι παρακάτω κλειστές λύσεις που περιγράφουν την κανονικοποιημένη μέγιστη ολίσθηση ως προς την αντίστοιχη εδαφική μετατόπιση κατά το χρονικό διάστημα $(\tau_m - \tau_y)$.

- **Ορθογωνικός παλμός**

$$\frac{u_m}{\Delta u_g} = 1 - \eta \frac{\tau_m^2}{2\tau_m - 1} \quad (6\alpha)$$

- **Ημιτονικός παλμός**

$$\frac{u_m}{\Delta u_g} = 1 - \frac{\frac{\eta\pi}{2}(\tau_m - \tau_y)^2 - (\cos \pi\tau_y - 1)(\tau_m - \tau_y)}{[1 + H(\tau_m - 1)]\tau_m - \tau_y - H(\tau_m - 1) - \frac{1}{\pi}[(1 - H(\tau_m - 1))\sin \pi\tau_m - \sin \pi\tau_y]} \quad (6\beta)$$

- **Τριγωνικός παλμός**

$$\frac{u_m}{\Delta u_g} = 1 - \frac{12(\tau_m - \tau_y)[\tau_y^2 + \frac{\eta}{2}(\tau_m - \tau_y)]}{1 - 6\tau_m + 12\tau_m^2 - 4(\tau_m^3 + \tau_y^3) - (4 + 12\tau_m^2 - 4\tau_m^3 - 12\tau_m) \cdot H(\tau_m - 1)} \quad (6\gamma)$$

- **Εκθετικός παλμός**

$$\frac{u_m}{\Delta u_g} = 1 - \frac{2\pi(\tau_m - \tau_y)[1 - e^{2\pi\tau_y} + 2\pi\tau_y + \eta\pi(\tau_m - \tau_y)(1 - e^\pi)]}{-e^{-2\pi(\tau_m - 1)} + e^{2\pi\tau_y} - 2\pi e^\pi(2\tau_m - 1) + 2\pi(\tau_m - \tau_y)[1 + \pi(\tau_m + \tau_y)] - [1 - e^{-2\pi(\tau_m - 1)} + 2\pi(\tau_m - 1)(\pi(\tau_m - 1) - 1)]H(\tau_m - 1)} \quad (6\delta)$$

όπου $H(x)$ η συνάρτηση *Heaviside* [$H(x) = 0$ για $x < 0$, $H(x) = 1$ για $x > 0$]. Στις παραπάνω εξισώσεις, το η συμβολίζει τον λόγο της επιτάχυνσης διαρροής προς την μέγιστη παλμική επιτάχυνση (Bertero et al, 1978). Στο υπό μελέτη πρόβλημα, το η σχετίζεται με τις

παραμέτρους μ , λ και A_g μέσω της Εξίσωσης 7α η οποία περιγράφει ασύμμετρη τριβή προς την κατεύθυνση της ολίσθησης:

$$\eta = \frac{\tan[\text{Arc tan}(\mu) - \lambda \text{sign}(\dot{u})] g}{A_g} \quad (7\alpha)$$

Στην παρούσα ανάλυση γίνεται η παραδοχή ότι ο συνδυασμός των παραμέτρων μ , λ και A_g είναι τέτοιος ώστε το σώμα να μην μπορεί να ολισθήσει στην κατεύθυνση της μέγιστης τριβής. Η συγκεκριμένη συνθήκη γράφεται:

$$\text{Arc tan}(\mu) + \lambda \geq \text{Arc tan}(A_g / g) \quad (7\beta)$$

Η παραπάνω συνθήκη εξασφαλίζει μονόπλευρη ολίσθηση προς την κατεύθυνση της ελάχιστης τριβής και ταύτιση μέγιστης και παραμένουσας ολίσθησης.

Η στιγμή της αποκόλλησης (χρόνος “διαρροής”) προκύπτει από την λύση της Εξίσωσης 8, όπου η αδιάστατη αντοχή η , δίνεται από τη σχέση 7α:

$$\ddot{u}_g(t_y) = \frac{Q_y}{m} = \eta A_g \quad (8)$$

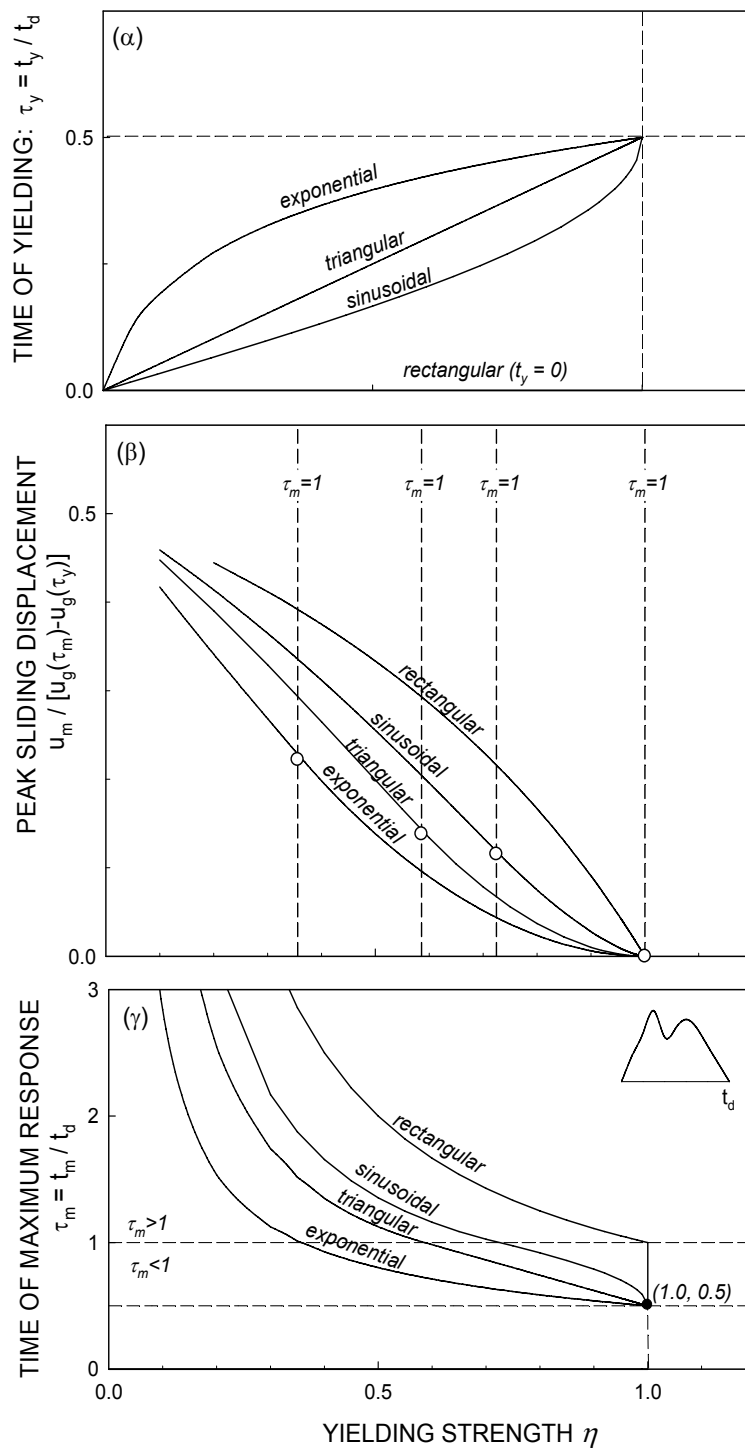
Για τους υπό εξέταση παλμούς λαμβάνουμε τις παρακάτω αναλυτικές εκφράσεις:

$$\tau_y = \begin{cases} 0 & \text{ορθογωνικός} \\ \frac{1}{\pi} \sin^{-1} \eta & \text{ημιτονικός} \\ \frac{\eta}{2} & \text{τριγωνικός} \\ \frac{1}{2\pi} \ln[1 - \eta(1 - e^\pi)] & \text{εκθετικός} \end{cases} \quad (9\alpha-\delta)$$

Η εξάρτηση των λύσεων μόνο από την παράμετρο η (το οποίο προκύπτει και διαστατικά) εκφράζει τον έλεγχο της αποκόλλησης αποκλειστικά από την εδαφική επιτάχυνση.

Αριθμητικές τιμές των εξισώσεων 5, 6 και 9 παρουσιάζονται στο Σχήμα 3 για παλμούς μισού κύκλου, υπολογισμένες συναρτήσει του η . Παρατηρούμε ότι ο χρόνος διαρροής (Σχήμα 3α) είναι αύξουσα συνάρτηση του η για όλους τους παλμούς εκτός από τον ορθογωνικό, για τον οποίο ισχύει $\tau_y = 0$. Η εξάρτηση του τ_y από την αντοχή διαρροής για τους τρεις παλμούς, είναι σχετικά απλή και, σαν πρώτη προσέγγιση, μπορεί να θεωρηθεί ως σχέση αναλογίας ($\tau_y \propto \eta$).

Ο χρόνος μέγιστης μετατόπισης (Σχήμα 3γ) είναι φθίνουσα συνάρτηση του η . Η εξάρτηση του τ_m από την αντοχή διαρροής είναι πιο περίπλοκη από αυτή για το τ_y . Στις περισσότερες περιπτώσεις, η μέγιστη μετατόπιση συμβαίνει μετά από το τέλος του παλμού ($\tau_m > 1$). Μέγιστη απόκριση στη διάρκεια του παλμού συμβαίνει για $\eta > 0.36$ (εκθετικός παλμός), $\eta > 0.59$ (τριγωνικός παλμός), και $\eta > 0.73$ (ημιτονοειδής παλμός).



Σχήμα 3. Αδιάστατος χρόνος διαρροής, κανονικοποιημένη μέγιστη μετατόπιση, και αδιάστατος χρόνος μέγιστης ολίσθησης, συναρτήσει της αντοχής διαρροής, για στερεό σώμα που ολισθαίνει μονόπλευρα, σε κεκλιμένο επιπέδο, υπό τη επίδραση εξιδανικευμένων παλμών επιτάχυνσης μισού κύκλου.

Η μέγιστη μετατόπιση δίνεται από το Σχήμα 3β, κανονικοποιημένη ως προς την αύξηση της εδαφικής μετακίνησης κατά την ολίσθηση, $\Delta u_g = u_g(\tau_m) - u_g(\tau_y)$. Ο λόγος αυτός είναι πάντοτε

μικρότερος της μονάδας και φθίνει με την αύξηση του η ενώ μηδενίζεται για $\eta = 1$. Όπως αποδεικνύουν οι Garini & Gazetas (2007), η μονοτονική αυτή συμπεριφορά μπορεί να μην ισχύει στην περίπτωση σεισμικών κινήσεων που περιέχουν πολλαπλούς παλμούς εναλλασόμενου προσήμου. Το τυπικό εύρος τιμών αυτού του λόγου, είναι μεταξύ 0.4 και 0 περίπου, που σημαίνει ότι μέχρι περίπου το 40% της εδαφικής μετακίνησης κατά τη διάρκεια της κίνησης του σώματος μετατρέπεται σε σχετική ολίσθηση. Η συμπεριφορά της λύσης κοντά στο $\eta = 0$ είναι ανώμαλη (υπενθυμίζεται ότι η εδαφική μετατόπιση για παλμούς μισού κύκλου δεν έχει άνω όριο), και δεν σχολιάζεται στο παρόν άρθρο.

B. Παλμοί πλήρους Κύκλου

Η προηγούμενη ανάλυση μπορεί να επεκταθεί για την περίπτωση των παλμών ενός πλήρους κύκλου φόρτισης. Για συντομία παρουσιάζουμε μόνο τελικά αποτελέσματα. Οι λύσεις των Εξισώσεων 10α-δ αφορούν αποκλειστικά μονόπλευρη ολίσθηση σε κεκλιμένο επίπεδο.

- **Ορθογωνικός παλμός**

$$\frac{u_m}{\Delta u_g} = 1 - \eta \frac{2}{1 - \eta(\eta - 2)} \quad (10\alpha)$$

- **Ημιτονικός παλμός**

$$\frac{u_m}{\Delta u_g} = 1 - \frac{\frac{\eta\pi}{2}(\tau_m - \tau_y)^2 - (\cos \pi\tau_y - 1) \cdot (\tau_m - \tau_y)}{\tau_m - \tau_y - \frac{1}{\pi}(\sin \pi\tau_m - \sin \pi\tau_y)} \quad (10\beta)$$

- **Τριγωνικός παλμός**

$$\frac{u_m}{\Delta u_g} = 1 - \frac{12(\tau_m - \tau_y)[\tau_y^2 + \frac{\eta}{2}(\tau_m - \tau_y)]}{1 - 6\tau_m + 12\tau_m^2 - 4(\tau_m^3 + \tau_y^3) - (2\tau_m - 3)^3 H(\tau_m - 2/3)} \quad (10\gamma)$$

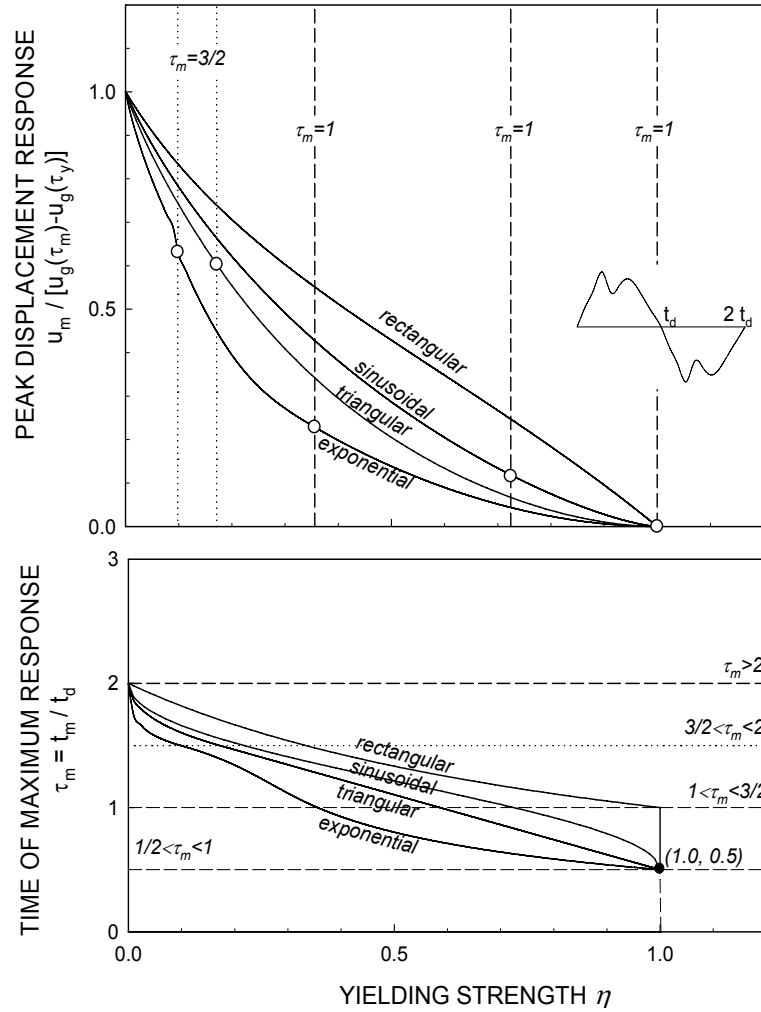
- **Εκθετικός Παλμός**

$$\frac{u_m}{\Delta u_g} = 1 - \frac{2\pi(\tau_m - \tau_y)[1 - e^{2\pi\tau_y} + 2\pi\tau_y + \eta\pi(\tau_m - \tau_y)(1 - e^\pi)]}{\{-e^{-2\pi(\tau_m-1)} + e^{2\pi\tau_y} - 2\pi e^\pi(2\tau_m - 1) + 2\pi(\tau_m - \tau_y)[1 + \pi(\tau_m + \tau_y)]\} + [e^{-2\pi(\tau_m-1)} + e^{2\pi(\tau_m-1)} - 4\pi^2(1 - \tau_m)^2 - 2]H(\tau_m - 1) + [e^{2\pi(\tau_m-2)} - e^{-2\pi(\tau_m-1)} + 2\pi e^\pi(2\tau_m - 3)]H(\tau_m - 3/2)} \quad (10\delta)$$

όπου το τ_m υπολογίζεται από τις παρακάτω εξισώσεις:

- **Ορθογωνικός παλμός**

$$\tau_m = \frac{2}{1 + \eta}, \quad 1 \leq \tau_m \leq 2 \quad (11\alpha)$$



Σχήμα 4. Κανονικοποιημένη μέγιστη μετατόπιση και αδιάστατος χρόνος μέγιστης απόκρισης, συναρτήσει της αντοχής διαρροής για στερεό σώμα που ολισθαίνει μονόπλευρα σε κεκλιμένο επιπέδο, υπό την επίδραση εξιδανικευμένων παλμών διάρκειας ενός κύκλου φόρτισης. (Οι χρόνοι διαρροής τ_y είναι ίδιοι με την περίπτωση μισού κύκλου και δίνονται στο Σχήμα 3).

- **Ημιτονικός παλμός**

$$\cos \pi \tau_y - \cos \pi \tau_m = \eta \pi (\tau_m - \tau_y) \quad , \quad 0.5 < \tau_m \leq 2 \quad (11\beta)$$

- **Τριγωνικός παλμός**

$$\tau_m^2 + (\eta - 2)\tau_m + \tau_y^2 - \eta \tau_y + \frac{1}{2} = 0 \quad , \quad 1/2 \leq \tau_m \leq 3/2$$

$$\tau_m^2 - (\eta + 4)\tau_m - \tau_y^2 + \eta \tau_y - 4 = 0 \quad , \quad 3/2 \leq \tau_m \leq 2 \quad (11\gamma)$$

- **Εκθετικός Παλμός**

$$\begin{aligned}
 (\tau_m - \tau_y)(1 - \eta(1 - e^\pi)) + \frac{1}{2\pi}(e^{2\pi(1-\tau_m)} + e^{2\pi\tau_y} - 2e^\pi) &= 0 \quad , 1/2 \leq \tau_m \leq 1 \\
 -\tau_m(1 + \eta(1 - e^\pi)) - \tau_y(1 - \eta(1 - e^\pi)) + \frac{1}{2\pi}(e^{-2\pi(1-\tau_m)} + e^{2\pi\tau_y} - 2e^\pi) &= 0 \quad , 1 \leq \tau_m \leq 3/2 \\
 -\tau_m(1 + \eta(1 - e^\pi)) - \tau_y(1 - \eta(1 - e^\pi)) + \frac{1}{2\pi}(-e^{2\pi(2-\tau_m)} + e^{2\pi\tau_y} + 4\pi) &= 0 \quad , 3/2 \leq \tau_m \leq 2 \quad (11\delta)
 \end{aligned}$$

Αριθμητικές τιμές των εξισώσεων 10 και 11 παρουσιάζονται στο Σχήμα 4, υπολογισμένες συναρτήσει του η . Ο χρόνος διαρροής για τους παλμούς πλήρους κύκλου ταυτίζεται με αυτόν για παλμούς μισού κύκλου (Εξίσωση 9).

Ο χρόνος της μέγιστης μετατόπισης (Σχήμα 4β) είναι φθίνουσα συνάρτηση του η . Η συνάρτηση που περιγράφει την εξάρτηση του τ_m από την αντοχή διαρροής είναι πιο περίπλοκη στην περίπτωση του πλήρους κύκλου φόρτισης. Σε όλες τις περιπτώσεις, η μέγιστη μετατόπιση συμβαίνει πριν από το τέλος του παλμού. Μέγιστη απόκριση κατά τη διάρκεια του πρώτου μισού κύκλου ($\tau_m \leq 1$) έχουμε για $\eta > 0.35$ (εκθετικός παλμός), $\eta > 0.58$ (τριγωνικός παλμός), και $\eta > 0.72$ (ημιτονικός παλμός). Στην περίπτωση του ορθογωνικού παλμού ισχύει πάντα $1 \leq \tau_m \leq 2$.

Η μέγιστη μετατόπιση δίνεται από το Σχήμα 4α, κανονικοποιημένη ως προς την αύξηση της εδαφικής μετακίνησης κατά τη διάρκεια της ολίσθησης Δu_g . Ο λόγος αυτός είναι φθίνουσα συνάρτηση του η , ισούται με τη μονάδα για $\eta = 0$ και μηδενίζεται για $\eta = 1$.

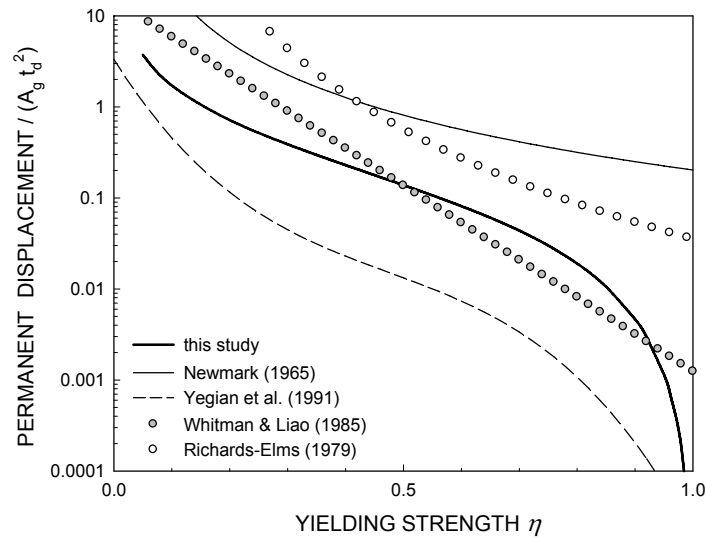
ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΔΙΑΘΕΣΙΜΕΣ ΛΥΣΕΙΣ

Συγκρίσεις παραμενουσών μετατοπίσεων για παλμούς μισού κύκλου παρουσιάζονται στο Σχήμα 5 σε σύγκριση με καθιερωμένες προσεγγιστικές λύσεις από την βιβλιογραφία (Sarma 1975, Newmark, 1965; Richard Elms, 1979; Whitman & Liao, 1985; Yegian et al, 1991).

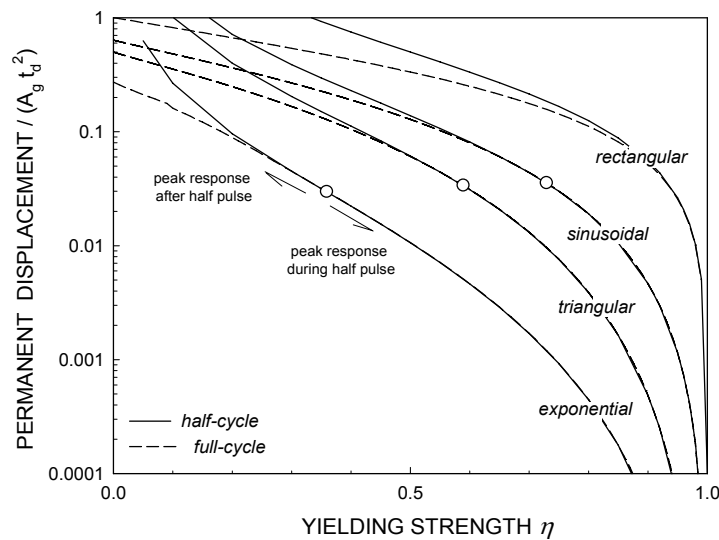
Οι λύσεις αυτές προκύπτουν από συμβατικές εδαφικές κινήσεις (μή παλμικής μορφής) που περιέχουν πολλούς κύκλους φόρτισης. Οι σχεδιαζόμενες λύσεις των Newmark και Richard-Elms είναι άνω όρια των σχετικών αριθμητικών δεδομένων, ενώ αυτές των Whitman-Liao και Yegian et al είναι μέσες τιμές. Η προταθείσα λύση παρέχει αποτελέσματα συγκρίσιμα ή μεγαλύτερα από τις μέσες προβλέψεις – μια αξιοσημείωτη συμπεριφορά δεδομένης της μικρής (μισού κύκλου) διάρκειας της εδαφικής διέγερσης.

Σύγκριση παραμενουσών μετατοπίσεων για παλμούς μισού και ενός κύκλου βάσει των προτεινόμενων αναλυτικών λύσεων παρουσιάζεται στο Σχήμα 6. Παρατηρούμε ότι οι παλμοί μισού κύκλου προκαλούν μεγαλύτερες παραμένουσες μετατοπίσεις από τους αντίστοιχους πλήρους κύκλου. Οι λύσεις συγκλίνουν για αυξανόμενη αντοχή ολίσθησης και συμπίπτουν για τιμές μεγαλύτερες από $\eta = 0.36$ (εκθετικός), 0.59 (τριγωνικός) και 0.73 (ημιτονοειδής

παλμός). Οι οριακές αυτές τιμές ταυτίζονται με αυτές του Σχήματος 3 και υποδηλώνουν ότι η μέγιστη μετατόπιση λαμβάνει χώρα πριν το ήμισυ του παλμού (t_d).



Σχήμα 5. Σύγκριση παραμένουσας μετατόπισης για ημιτονοειδή παλμό μισού κύκλου με καθιερωμένες προσεγγιστικές λύσεις για συνήθεις σεισμικές κινήσεις πολλών κύκλων φόρτισης.



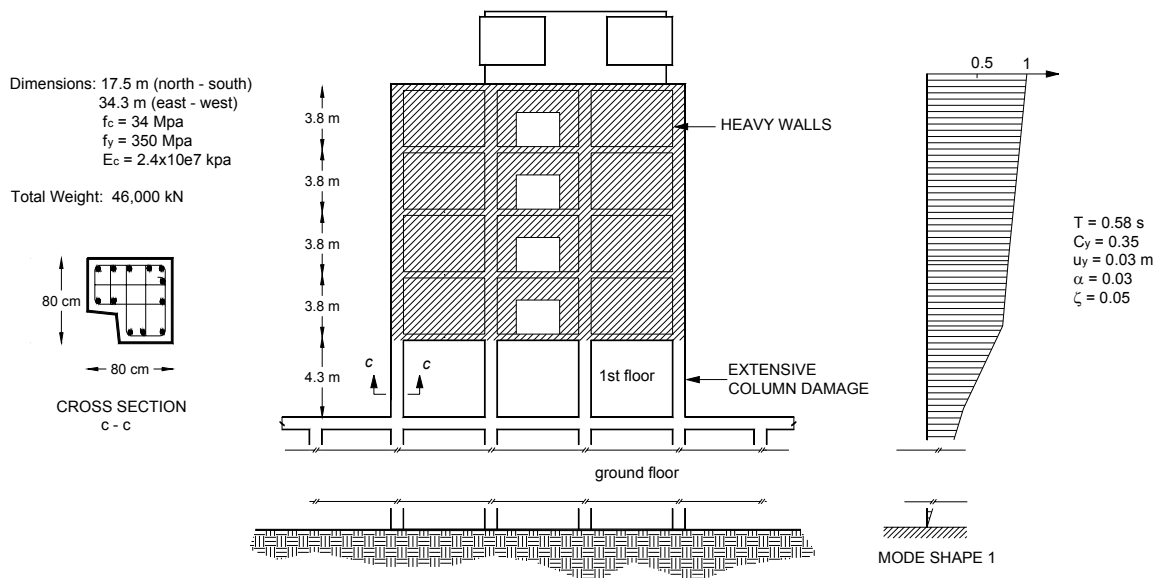
Σχήμα 6. Σύγκριση παραμένουσας μετατόπισης για παλμούς επιτάχυνσης μισού και πλήρους κύκλου.

ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΕΦΑΡΜΟΓΗ: Η ΚΑΤΑΡΡΕΥΣΗ ΤΟΥ ΝΟΣΟΚΟΜΕΙΟΥ OLIVE VIEW ΣΤΟ ΣΕΙΣΜΟ ΤΟΥ SAN FERNANDO, 1971

Το νοσοκομείο Olive View ήταν ένα εξάωρο κτήριο με φέροντα οργανισμό από οπλισμένο σκυρόδεμα (Σχήμα 7) το οποίο βρισκόταν στην πλειόσειστη περιοχή του σεισμού του San Fernando, το 1971. Το στατικό σύστημα περιλάμβανε τοιχώματα πλήρωσης μεγάλης σιφρότητας τα οποία ξεκινούσαν από τον δεύτερο όροφο. Λόγω αυτής της ασυνέχειας στη

δυσκαμψία του φορέα, οι τέσσερις τελευταίοι όροφοι συμπεριφέρονταν ουσιαστικά ως στερεό σώμα στηριζόμενο σε εύκαμπτα υποστυλώματα (φαινόμενο pilotis). Τα υποστυλώματα μετακινήθηκαν σημαντικά κατά τη διάρκεια του σεισμού [Mahin et al., 1976]. Οι ζημιές στο κτήριο – το οποίο είχε ολοκληρωθεί λίγους μόνο μήνες πριν το σεισμό – ήταν τόσο μεγάλες που έπρεπε να κατεδαφιστεί.

Καθώς δεν υπήρχαν καταγραφές του κυρίως σεισμού στην περιοχή, χρησιμοποιήθηκε το επιταχυνσιογράφημα του γειτονικού σταθμού Rascoima Dam, ως το πιο συμβατό για τις αναλύσεις [Bertero et al., 1978; Mahin et al., 1976]. Η συγκεκριμένη αστοχία έχει ήδη μελετηθεί με χρήση ελαστοπλαστικού προσομοιώματος τύπου απλού ταλαντωτή [Mylonakis & Reinhorn, 2001; Mylonakis & Voyagaki, 2006]. Η ανάλυση επαναλαμβάνεται εδώ με θεώρηση ολισθαίνοντος στερεού σώματος, όπως παρουσιάστηκε παραπάνω.



Σχήμα 7. Νοσοκομείο Olive View, Πτέρυγα D: Παραδοχές γεωμετρίας φορέα και ιδιοτήτων υλικών. [Τροποποιημένο από Mahin et al 1976]

Οι Mylonakis & Voyagaki (2006) υπολόγισαν την μετακίνηση του κτηρίου με βάση την απόκριση ενός ανελαστικού μονοβάθμιου ταλαντωτή, όπως αυτή προκύπτει από τη πρώτη ιδιομορφή της κατασκευής, την οποία και προσομοίωσαν μέσω του επιπέδου πλαισίου του Σχήματος 7. Με βάση τις ιδιότητες του προσομοιώματος, εκτιμήθηκαν οι τιμές $T = 0.58 \text{ s}$ και $C_y = Q_y / mg = 0.35$ για την περίοδο που αντιστοιχεί στην πρώτη ιδιομορφή και τον σεισμικό συντελεστή διαρροής της κατασκευής, αντίστοιχα. Αναφορικά με την σεισμική διέγερση, η προσαρμογή ημιτονικού παλμού στην χρονιστορία Rascoima Dam 1971 (Σχήμα 8), οδηγεί στις τιμές $t_d = 0.6 \text{ s}$, $A_g = 0.66g$. Από αυτές, η αδιάστατη διάρκεια του παλμού, f , και η αντοχή διαρροής του ταλαντωτή προκύπτουν ως:

$$f = \frac{t_d}{T} = \frac{0.60}{0.58} \approx 1.03 \quad (12)$$

$$\eta = \frac{C_y g}{A_g} = \frac{0.35}{0.66\pi/4} \approx 0.67 \quad (13)$$

Στην εργασία των Mylonakis & Voyagaki (2006), ο αδιάστατος χρόνος διαρροής υπολογίστηκε σε:

$$\tau_y = 0.35 \quad (14)$$

ο οποίος αντιστοιχεί σε πραγματικό χρόνο $t_y = \tau_y \cdot t_d = 0.21s$

Ο αδιάστατος χρόνος της μέγιστης μετακίνησης και η αντίστοιχη απαίτηση πλαστιμότητας υπολογίζονται από τις παρακάτω εξισώσεις (Mylonakis & Voyagaki, 2006):

$$\tau_m = \tau_y + \frac{1}{\eta\pi(1-4f^2)} [1-4f^2 - 4f^2 \cos \pi\tau_y + \cos 2\pi f\tau_y] = 1.19 \quad (15)$$

$$\mu = \{8f^3\pi(\tau_m - \tau_y)\cos \pi\tau_y + 8f^3 \sin \pi\tau_y - f(4f^2 - 1) [\eta\pi^2(\tau_m - \tau_y)^2 + 2\pi(1-\tau_m)] - \sin 2\pi f\tau_y - 2f\pi(\tau_m - \tau_y)\cos 2\pi f\tau_y\} / (2f \sin \pi\tau_y - \sin 2\pi f\tau_y) \approx 8.6 \quad (16)$$

οι οποίες αντιστοιχούν σε πραγματικό χρόνο και μετακίνηση:

$$t_m = \tau_m \cdot t_d = 0.71s \quad (17)$$

$$u_m = \mu \cdot C_y / \omega^2 g = 8.6 \cdot 0.029 \approx 0.25m \quad (18)$$

Η παραπάνω τιμή αντιστοιχεί στην σχετική μετατόπιση μεταξύ βάσης και κορυφής του κτηρίου. Δεδομένης της μεγάλης δυσκαμψίας των τοίχων πλήρωσης των τεσσάρων άνω ορόφων, η μετακίνηση αυτή είναι περίπου ίση με αυτή της κορυφής των υποστυλωμάτων του πρώτου ορόφου.

Για την προσομοίωση του προβλήματος ως φαινόμενο πλαστικής ολίσθησης σύμφωνα με τη θεώρηση της παρούσας εργασίας, γίνεται η παραδοχή ότι τη στιγμή της αποκόλλησης το στερεό σώμα (τέσσερις άνω όροφοι του κτηρίου) έχει μηδενική σχετική ταχύτητα, ενώ η μετακίνηση ως προς τη βάση του κτηρίου ισούται με τη μετακίνηση διαρροής.

Όπως και στην περίπτωση του ελαστοπλαστικού ταλαντωτή ισχύει $C_y = 0.35$, $t_d = 0.6s$, $A_g = 0.66g$ και $\eta \approx 0.67$.

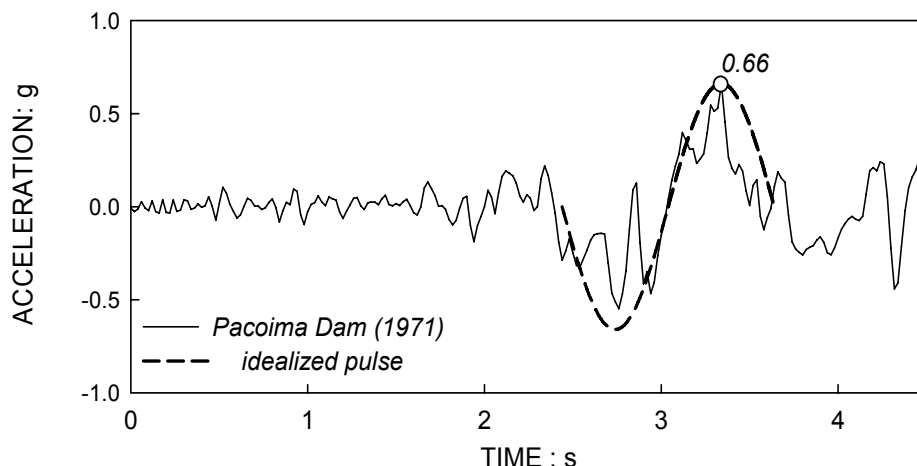
Η χρονική στιγμή της διαρροής, εξαρτάται μόνο από την εδαφική επιτάχυνση - και υπολογίζεται από την Εξίσωση 9β:

$$\tau_y = 1/\pi \sin^{-1} 0.67 = 0.234 \quad (19)$$

Η χρονική στιγμή της μέγιστης μετακίνησης δίνεται από την Εξίσωση 5β:

$$\tau_m = 0.234 + \frac{1}{0.67\pi}(1 + \cos 0.234\pi) = 1.06 \quad (20)$$

έναντι του 1.19 για την περίπτωση του ταλαντωτή.



Σχήμα 8. Προσαρμογή εξιδανικευμένου παλμού στο επιταχυνσιογράφημα Pacoima Dam (1971).

Η μέγιστη πλαστική μετακίνηση του κτηρίου υπολογίζεται από την Εξίσωση 6β ως εξής:

$$u_m = \left[1 - \frac{0.67\pi/2(1.06 - 0.234)^2 - (\cos 0.234\pi - 1)(1.06 - 0.234)}{2 \cdot 1.06 - 0.234 - 1 + 1/\pi \sin 0.234\pi} \right] \cdot (0.83 - 0.015) \approx 0.125m \quad (21)$$

Στην τιμή αυτή θα πρέπει να προστεθεί η ελαστική μετακίνηση του κτηρίου την στιγμή της διαρροής, $u_y = 0.029m$.

Η μέγιστη μετακίνηση του κτηρίου ως προς τη βάση του είναι:

$$u_m + u_y = 0.125 + 0.029 = 0.154m \quad (22)$$

έναντι $0.25m$ για τον ελαστοπλαστικό ταλαντωτή.

Η διαφορά ανάμεσα στις δύο εκτιμήσεις είναι σημαντική και αφορά κυρίως την αρχική συνθήκη της σχετικής ταχύτητας την στιγμή της διαρροής. Στην περίπτωση του ελαστοπλαστικού ταλαντωτή, η αρχική ταχύτητα είναι εν γένει μη μηδενική και έχει το ίδιο πρόσημο με την μετακίνηση. Αντίθετα, το ολισθαίνον σύστημα έχει μηδενική αρχική ταχύτητα και έτσι τείνει να μετατοπιστεί λιγότερο.

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Υπολογίστηκε αναλυτικά η απόκριση στερεού σώματος σε κεκλιμένο επίπεδο τριβής υπό τη δράση τεσσάρων εξιδανικευμένων παλμών (ορθογωνικού, ημιτονικού, τριγωνικού & εκθετικού). Τα κύρια συμπεράσματα αυτής της μελέτης είναι:

- (1) Οι παλμοί μισού κύκλου οδηγούν σε μεγαλύτερες μετατοπίσεις από παλμούς πλήρους κύκλου για ίδιο εύρος επιτάχυνσης και αντοχή διαρροής. Σε σύγκριση με τις συμβατικές προσεγγιστικές λύσεις της βιβλιογραφίας για μη παλμικές διεγέρσεις πολλών κύκλων, οι αναλυτικές λύσεις που παρουσιάζονται εδώ οδηγούν, στις περισσότερες περιπτώσεις, σε λίγο μικρότερες παραμένουσες μετακινήσεις, πιθανόν επειδή αφορούν ένα μόνο κύκλο διέγερσης.
- (2) Οι παραμένουσες μετατοπίσεις για τους εξιδανικευμένους παλμούς που μελετήθηκαν είναι συγκρίσιμες ή μεγαλύτερες από τις μέσες τιμές των εδραιωμένων λύσεων σχεδιασμού. Αυτό είναι ενδιαφέρον, δεδομένης της περιορισμένης διάρκειας των παλμών, και τονίζει τις θεμελιώδεις διαφορές μεταξύ συμβατικών και παλμικών διεγέρσεων στην ανάπτυξη πλαστικών παραμορφώσεων.
- (3) Η ιδιαίτερα περίπλοκη εξάρτηση της μέγιστης μετατόπισης από την αντοχή διαρροής η αναδεικνύεται από τις Εξισώσεις 6 έως 10. Έτσι, απλές σχέσεις ανακλιμάκωσης πολυωνυμικής ή εκθετικής μορφής μπορεί να είναι μη εφικτές ακόμη και στην περίπτωση εξιδανικευμένων παλμών όπως αυτών της παρούσας εργασίας.

Αξίζει να σημειωθεί ότι η καταστρεπτικότητα παλμών πρόσω κατευθυντικότητας, όπως αυτοί που εξετάστηκαν στην παρούσα εργασία, δεν είναι απαραίτητα μεγαλύτερη από αυτή κινήσεων με μικρότερη επιτάχυνση και μεγαλύτερο αριθμό κύκλων φόρτισης (π.χ. καταγραφές με επιρροή όπισθεν κατευθυντικότητας), για γεωτεχνικές κατασκευές. Οι τελευταίες ενδέχεται να οδηγήσουν σε μεγαλύτερες μετατοπίσεις παρουσία στατικών δυνάμεων αστάθειας (ενεργητικές ωθήσεις) και μεγάλου αριθμού κύκλων φόρτισης. Η μελέτη αυτών των φαινομένων ξεφεύγει από τους στόχους αυτής της εργασίας.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Ambraseys, N.N., Menu, J.M. (1988). "Earthquake-Induced Ground Displacements." *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, Vol. 16, pp. 985-1006
- Bertero, V.V., Mahin, S.A., Herrera, R.A. (1978). "Aseismic design implications of near-fault San Fernando earthquake records." *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, 6: 31-42.
- Boore, D.M., Zoback, M.D. (1974). "Near-field motions from kinematic models of propagating faults." *Bulletin of the Seismological Society of America*, 64: 321-342.
- Conte, E., Dente, G. (1989). "An Analytical Solution for Newmark's Sliding Block." *Soils and Foundations*, 29 (3): 152-156.
- Gantes, C.J., Pnevmatikos, N.G. (2004). "Elastic-plastic response spectra for exponential blast loading." *International Journal of Impact Engineering*, Elsevier, 30(3): 323-343(21).
- Garini, E., Gazetas, G. (2007). "Sliding of Rigid Block on Sloping Plane: The Surprising Role of the Sequence of Long – Duration Pulses." *Proc. 2nd Japan – Greece Workshop on Seismic Design, Observation, & Retrofit of Foundations*, April 3~4, Tokyo, Japan.

- Gazetas, G. (1996). "Soil Dynamics and Earthquake Engineering: Case Histories." Symeon Editions
- Mahin, S.A., Bertero, V.V., Chopra, A.K., Collins, R.G. (1976). "Response of the Olive View Hospital Main Building During the San Fernando Earthquake." *Report No. EERC 76-22, Earthquake Engineering Research Center, University of California, Berkeley.*
- Makris, N., Black, C.J. (2004). "Dimensional Analysis of Bilinear Oscillators under Pulse-Type Excitations." *Journal of Engineering Mechanics, ASCE*; 130(9): 1019-1031.
- Mavroeidis, G., Papageorgiou, A. (2003). "A mathematical representation of near-fault ground motions." *BSSA*, 93(3): 1099-1131.
- Mylonakis, G., Reinhorn, A.M. (2001) "Yielding Oscillator under Triangular Ground Acceleration Pulse", *Journal of Earthquake Engineering*; 5(2): 225-251.
- Mylonakis, G., Voyagaki, E. (2006). "Yielding Oscillator subjected to simple pulse waveforms: numerical analysis & closed-form solutions." *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, 35:1949-1974.
- Rodriguez-Marek, A. (2000). "Near-fault seismic site response." Ph.D. Dissertation, Department of Civil Engineering, University of California, Berkeley.
- Sarma, S.K. (1975). "Seismic Stability of earth dams and embankments." *Geotechnique*, 25(4):743-761.
- Somerville, P.G., Smith, N.F., Graves, R.W., Abrahamson, N.A. (1997). "Modification of empirical strong motion attenuation relations to include the amplitude and duration effects of rupture directivity." *Seismological Research Letters*, 68: 199-222.
- Yegian, M.K., Marciano, E. A., Gharaman, V.G. (1991) "Earthquake - induced permanent deformations: probabilistic approach." *Journal of Geotechnical Engineering, ASCE*, Vol. 117(1):35-50.
- Voyagaki, E., Mylonakis, G., Psycharis, I.N. (2008) "Exact analytical solutions for sliding response of rigid blocks under idealized near-fault pulses." *Earthquake Spectra*. (submitted)
- Voyagaki, E., Mylonakis, G., Psycharis, I.N. (2008) "Sliding blocks under Near – Fault Pulses: Closed – Form Solutions." *Geotechnical Earthquake Engineering and Soil Dynamics IV*, May 18-22, Sacramento, CA.