Jurnal Kejuruteraan 2 (1990) 109-126

TERIKAN RICIH KITARAN DI DALAM TANAH DISEBABKAN GELOMBANG JASAD

Ramli Mohamad [1]

ABSTRAK

Ungkapan-ungkapan teori serta carta-carta untuk mendapatkan terikan ricih kitaran maksimum disebabkan perambatan gelombang P dan S di dalam media kenyal isotropi separa tak terhingga telah diolah. Gelombang P satah, silinder dan bulat dan gelombang S satah dan silinder diselidiki. Hasilnya disampaikan dalam sebutan dua parameter utama yang boleh diukur, iaitu halaju kemuncak zarah dan halaju gelombang P atau S di dalam tanah berkenaan. Ungkapan dan carta yang disediakan mempunyai nilai praktik dalam kaedah analisis yang memerlukan secara langsung terikan yang teraruh disebabkan getaran di dalam tanah, umpamanya dalam kaedah 'terikan ambang'.

ABSTRACT

Theoretical expressions and charts for obtaining the maximum cyclic shear strains due to the passage of P and S waves in an elastic isotropic halfspace are presented. Plane, cylindrical and spherical P waves, and plane and cylindrical S waves are considered. The results are presented in terms of two main parameters which can be measured, i.e. peak particle velocity and P or S wave velocity in the medium. The expressions and charts are of practical value in methods of analysis that require direct use of the shear strains induced by ground vibrations, e.g. in the 'threshold strain' approach.

PENGENALAN

Getaran di dalam tanah menjana gelombang, dan gelombang ini terpecah kepada gelombang jasad dan gelombang permukaan. Getaran di dalam tanah pula disebabkan oleh perkara semula jadi seperti gempabumi dan ombak, dan juga oleh perbuatan manusia seperti penghentaman cerucuk, lalulintas, letupan, dll.

Perkara perambatan gelombang di dalam media kenyal telah dikaji dan dihuraikan oleh ramai penyelidik, seperti Achenbach (1976), Barkan (1962), Ewing et al. (1957), Richart et al. (1970) dan Roesset (1977), dan tulisan-tulisan mereka ini dijadikan latarbelakang dalam kajian ini. Tujuan kajian ini ialah untuk mendapatkan penyelesaian

untuk terikan ricih maksimum yang berlaku di dalam tanah apabila gelombang-gelombang jasad P dan S berlalu Perkara terikan ricih maksimum ini masih belum diberi perhatian yang mendalam oleh penyelidik-penyelidik sebelum ini, kerana tumpuan biasanya ditujukan kepada penyelesaian untuk gerakan media itu dan juga tegasan di dalam media itu.

Kebelakangan ini telah timbul minat terhadap terikan ricih maksimum di dalam tanah disebabkan oleh berbagai gelombang. Minat ini didorong oleh kefahaman bahawa enapan tanah berbutir apabila terkena getaran sebenarnya disebabkan oleh terikan ricih berkitar di dalam tanah itu (Dobry et al., 1982). Hasil dari kefahaman ini, maka konsep "terikan ambang" dilahirkan oleh Dobry dan rakan-rakan penyelidiknya. Kegunaan awal konsep terikan ambang ini adalah untuk menilai kerentanan tanah berbutir tepu terhadap pencecairan dalam gempabumi. Baru-baru ini kaedah ini dilanjutkan untuk menilai kerentanan tanah berbutir terhadap enapan disebabkan oleh getaran cerucuk (Ramli Mohamad dan Dobry, 1987).

Satu komponen utama konsep terikan ambang ialah kebolehan untuk menentukan terikan ricih maksimum disebabkan oleh gelombang dan agihan terikan ricih ini di dalam media yang dilalui oleh gelombang berkenaan.

Dua jenis gelombang akan dikaji dalam kertas ini: gelombang P dan gelombang S. Gelombang Rayleigh dikaji dalam kertas berasingan. Kajian ini juga terhad kepada gelombang di dalam suatu media kenyal isotropi separa tak terhingga.

GELOMBANG P

Gelombang P Satah

Bagi gelombang ini, (lihat umpamanya Roesset, 1977)

$$u(x,t) = A_p \exp\left[\frac{i\omega}{V_p} - x\right] \qquad (1)$$

di mana u = anjakan zarah, x = jarak di arah paksi x yang bersamaan dengan arah perambatan, t = jarak masa, A_p = amplitud anjakan zarah, x = frekuensi membulat, dan V_p = halaju gelombang P di dalam media berkenaan.

Terikan normal, $\epsilon_x(x,t)$ diberikan oleh

$$\epsilon_x(x,t) = \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{i\omega}{V_p} A_p \exp\left[\frac{i\omega}{V_p}(V_p t - x)\right] \quad (2)$$

Bulatan Mohr bagi terikan yang mewakili sesuatu titik dalam media berkenaan adalah seperti dalam Rajah 1. Dari Rajah 1, boleh dilihat bahawa

$$\gamma_{max}(x,t) = \epsilon_x(x,t) \quad (3)$$

Halaju zarah, $\dot{u}$, di sesuatu detik ialah

$$\dot{u}(x,t) = \frac{\partial u}{\partial t} = i\omega A_p \exp\left[\frac{i\omega}{V_p}(V_p t - x)\right] \quad (4)$$

Jadi, terikan maksimum boleh ditulis dalam sebutan halaju zarah seperti berikut

$$\gamma_{max}(x,t) = \frac{|\dot{u}(x,t)|}{V_p} \quad (5)$$

Nilai terikan ricih maksimum mutlak, γ_M, diperolehi dengan mengambil amplitud ungkapan kompleks di sebelah kanan Pers. (5) iaitu

$$\gamma_M = \frac{|\dot{U}|}{V_p} \quad (6)$$

di mana $|\dot{U}|$ = halaju zarah maksimum.

Ungkapan untuk γ_M boleh juga ditulis dengan menggunakan halaju gelombang ricih, V_s, kerana bagi sesuatu bahan isotropi, ada hubungan unik di antara V_p dan V_s seperti berikut:

$$\frac{V_s^2}{V_p^2} = \alpha^2 = \frac{1-2\upsilon}{2-2\upsilon} \quad (7)$$

di mana υ adalah nisbah Poisson bahan itu. Jadi, γ_M boleh dilungkapkan seperti berikut:

$$\gamma_M = [\frac{1 - 2\nu}{2 - 2\nu}]^{1/2} \frac{|\dot{U}|}{V_s} \quad (8)$$

atau pun,

$$\gamma_M = m \frac{|\dot{U}|}{V_s} \quad (9)$$

di mana $m = [(1-2\nu)/(2 - 2\nu)]^{1/2}$ (10)

Gelombang P silinder

Bagi keadaan simetri paksi dan terikan satah (iaitu kedalaman yang tak terhingga), persamaan terbitan menakluk bagi kes ini adalah

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial r}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{1}{V_p^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (11)$$

di mana u = anjakan radial, r = jarak arah radial dari punca gelombang, t = masa dan Φ = potensi yang menjadi penyelesaian kepada bersamaan berikut:

$$\nabla^2 \Phi = \frac{1}{V_p^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (12)$$

di mana $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} \quad \frac{1}{r} + \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

Boleh ditunjukkan bahawa satu penyelesaian kepada Pers (12) yang memenuhi kehendak fizikal ialah:

$$\Phi(r,t) = Be^{i\omega t} H_o^{(2)}(Nr) \tag{13}$$

dan $$u(r,t) = -NBe^{i\omega t} H_1^{(2)}(Nr) \tag{14}$$

di mana B = pemalar, $N = \omega/V_p$, $H_o^{(2)}$ adalah fungsi Hankel peringkat sifar jenis kedua dan $H_1^{(2)}$ adalah fungsi Hankel peringkat pertama jenis kedua.

Bulatan Mohr terikan bagi keadaan sesuatu unsur apabila dilalui gelombang P silinder adalah seperti dalam Rajah 2.

Komponen terikan adalah:

$$\epsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} = -N^2 Be^{i\omega t} H_o^{(2)}(Nr) - \frac{1}{Nr} H_1^{(2)}(Nr)$$

$$\epsilon_\theta = \frac{u}{r} = -\frac{N}{r} Be^{i\omega t} H_1^{(2)}(Nr) \tag{15}$$

$$\epsilon_z = 0$$

$$\gamma_{r\theta} = \gamma_{rz} = \gamma_{z\theta} = 0$$

Terikan maksimum pada sesuatu detik, $\gamma_{max}(r,t)$ diberi oleh $\epsilon_r(t)$ atau pun $\epsilon_\theta(t)$, yang mana lebih besar. Patut diambil perhatian bahawa ϵ_r dan ϵ_θ adalah dalam fasa yang sama.

Sekarang, definisikan $\gamma_{maxr}(r,t)$ dan $\gamma_{max\,\theta}(r,t)$ seperti berikut:

$$\gamma_{max} = \epsilon_r \tag{16}$$

$$\gamma_{max\,\theta} = \epsilon_\theta \tag{17}$$

Halaju zarah pula diberi oleh:

$$u(r,t) = \frac{\partial u}{\partial t} = -i\omega NBe^{i\omega t} H_1^{(2)}(Nr) \tag{18}$$

Dengan ini, terikan-terikan ricih γ_{maxr} dan $\gamma_{max\ \theta}$ boleh ditulis dengan menggunakan halaju zarah, iaitu:

$$\gamma_{maxr} = \left| \frac{i\dot{u}}{V_p} \left(\frac{1}{(Nr)}\right) - \frac{\dot{u}}{V_p} \frac{H_o^{(2)}(Nr)}{H^{1(2)}(Nr)} \right| \qquad (19)$$

$$\gamma_{max\,\theta} = \left| \frac{iu}{V_p} \frac{1}{Nr} \right| \qquad (20)$$

Terikan ricih maksimum mutlak diperolehi dengan mengambil amplitud yang lebih besar di antara ungkapan-ungkapan (19) dan (20). Amplitud pula diambil dari modulus ungkapan-ungkapan kompleks di atas dan dengan menggunakan halaju zarah kemuncak U.

Boleh ditunjukkan bahawa terikan ricih maksimum mutlak ini dapat diungkapkan dengan ringkas seperti berikut.

$$\gamma_M = \frac{|\dot{U}|}{V_p} m_p \qquad (21)$$

atau pun

$$\gamma_M = \frac{|\dot{U}|}{V_s} m_s \qquad (22)$$

di mana m_p adalah lebih besar nilainya di antara

$$m_r = \{(J_1^2(Nr) + Y_1^2(Nr) - Nr\,[(J_o(Nr)J_1(Nr) + Y_o(Nr)(Y_1(Nr)\,])^2$$

$$+ (nr)^2 (J_o(Nr)Y_1(Nr) - J_1(Nr)Y_o(Nr))^2\ \}^{1/2} /\ \{Nr[J_1^2(Nr) + Y_1^2(Nr)]\ \} \qquad .....(23)$$

dan

$$m_\theta = \left| \frac{1}{Nr} \right| \qquad (24)$$

di mana J_α adalah fungsi Bessel jenis pertama peringkat α, dan Y_α adalah fungsi Bessel jenis kedua peringkat α.

Graf m_p dan m_s adalah seperti yang diberi oleh Rajah 3(a) dan Rajah 3(b). Hubungan antara m_p dan m_s adalah

$$m_s = m_p \left(\frac{1 - 2\nu}{2 - 2\nu}\right)^{1/2} \qquad (25)$$

Harus diperhatikan bahawa jauh dari punca gelombang, iatu dengan nilai Nr yang besar, $|\gamma_{max\ \theta}|$ adalah menghampiri sifar, dan terikan ricih maksimum diberi oleh $|\gamma_{max\ r}|$.

Juga, dengan menggunakan perwakilan asimptotik kepada fungsi-fungsi Hankel bagi nilai argumen yang besar, dapat ditunjukkan bahawa hasil yang diperolehi bagi gelombang P silinder menyerupai hasil bagi gelombang P satah. Ini dapat dilihat dalam Rajah 3(a), di mana m_p mencapai nilai satu apabila $Nr \geq 5$ (lebih kurang 0.8 panjang gelombang dari punca).

Gelombang P bulat

Bagi keadaan simetri polar lengkap, hanya gelombang P yang boleh dijanakan.

Anjakan radial u diberi oleh:

$$u = -A\left(\frac{1}{r^2} + \frac{iN}{r}\right) \exp\left[iN(V_p t - r)\right] \qquad (26)$$

Komponen-komponen terikan diberi oleh

$$\epsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \epsilon_\theta = \frac{u}{r}, \quad \gamma_{r\theta} = 0 \qquad (27)$$

Terikan ricih maksimum di sesuatu titik berubah dengan masa, dan diberi oleh

$$\gamma_{maks}(r,t) = \left[\epsilon_r(t) - \epsilon_\theta(t)\right]$$

$$\left| \frac{A}{r} \left(\frac{3}{r^2} - N^2 - 3i \frac{N}{r} \right) \exp \left[iN(V_p t - r) \right] \right| \qquad (28)$$

Bulatan Mohr terikan bagi kes ini ditunjukkan dalam Rajah 4. Halaju zarah kemuncak diberi oleh

$$\dot{u} = \frac{AV_p}{r} \left(N^2 - i \frac{N}{r} \right) \exp \left[iN(V_p t - r) \right] \qquad (29)$$

Dengan ini, terikan ricih maksimum mutlak boleh ditulis seperti berikut:

$$\gamma_M = \frac{|\dot{U}|}{V_p} \, m_p \qquad (30)$$

atau

$$\gamma_M = \frac{|\dot{U}|}{V_s} \, m_s \qquad (31)$$

di mana pada kali ini,

$$m_p = \frac{\left[(Nr)^2 (3 - Nr)^2 + 3(Nr)^2 \right]^2 + \left[(Nr)(3 - Nr)^2 - 3(Nr)^3 \right]^3 \; ^{1/2}}{(Nr)^4 + (Nr)^2}$$

.....(32)

dan

$$m_s = \left(\frac{1 - 2\nu}{2 - 2\nu} \right)^{1/2} m_p \qquad (33)$$

Plot-plot m_p dan m_s lawan jarak tanpa dimensi (Nr) ditunjukkan dalam Rajah 5(a) dan Rajah 5(b).

GELOMBANG RICIH

Gelombang ricih satah

Bagi gelombang ricih satah, adalah mudah untuk menunjukkan bahawa terikan ricih maksimum diberi oleh:

$$\gamma_M = \frac{|\dot{W}|}{V_s} \tag{34}$$

di mana $|\dot{W}|$ adalah halaju zarah kemuncak (di arah yang normal kepada arah perambatan).

Gelombang Ricih Silinder (gerakan arah paksi)

Persamaan kebezaan yang menakluk bagi keadaan simetri paksi dan terikan satah bagi kes ini ialah

$$w = \frac{1}{r}\frac{\partial(\psi r)}{\partial r} \tag{35}$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r} + \frac{\psi}{r^2} = \frac{1}{V_s^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} \tag{36}$$

di mana fungsi ψ adalah penyelesaian kepada persamaan berikut:

$$\nabla^2\psi - \frac{1}{r^2}\psi = \frac{1}{V_s^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} \tag{37}$$

Komponen terikan dalam satah tegak, γ_{rz}, diberi oleh

$$\gamma_{rz} = \frac{\partial w}{\partial r} \tag{38}$$

Oleh sebab simetri, semua komponen terikan lain adalah sifar. Jadi, terikan ricih maksimum diberi oleh amplitud $\gamma_{rz}(r,t)$.

Lagi sekali kita memilih penyelesaian kepada Pers. (37) berbentuk $\psi(r,t) = \psi(r)e^{i\omega t}$.

Dengan membuat pertukaran pembolehubah S = Nr, di mana $N = \omega/V_s$, persamaan berikut dapat dihasilkan:

$$s^2 \frac{d^2\psi}{ds^2} + s\frac{d\psi}{ds} + (s^2 - 1)\psi = 0 \tag{39}$$

yang dikenali sebagai persamaan kebezaan Bessel peringkat pertama. Penyelesaian umum adalah

$$\psi = AH_1^{(1)}(Nr) + BH_1^{(2)}(Nr) \tag{40}$$

Jadi

$$\psi(r,t) = Ae^{i\omega t}H_1^{(1)}(Nr) + Be^{i\omega t}H_1^{(2)}(Nr) \tag{41}$$

Bagi gelombang yang merebak keluar dari suatu pusat, A = 0, memberikan

$$\psi(r,t) = Be^{i\omega t}H_1^{(2)}(Nr) \tag{42}$$

Anjakan w(r,t) adalah

$$w(r,t) = NBe^{i\omega t}H_0^{(2)}(Nr) \tag{43}$$

dan terikan ricih $\gamma_{rz}(r,t)$ ialah

$$\gamma_{rz}(r,t) = -N^2 B e^{i\omega t} H_1^{(2)}(Nr) \tag{44}$$

Halaju zarah, $\dot{w}(r,t)$ diberi oleh

$$\dot{w}(r,t) = i\omega N B e^{i\omega t} H_0^{(2)}(Nr) \tag{45}$$

Jadi, $\gamma_{rz}(r,t)$ boleh diungkapkan dalam sebutan $w(r,t)$ seperti berikut:

$$\gamma_{rz}(r,t) = \frac{i\dot{w} H_1^{(2)}(Nr)}{V_s H_0^{(2)}(Nr)} \tag{46}$$

Dengan mengembangkan fungsi-fungsi Hankel di dalam Pers. (47) dan seterusnya mengambil modulus ungkapan yang dihasilkan sebagai amplitud $\gamma_{rz}(r,t)$, terikan ricih maksimum boleh ditulis seperti berikut:

$$\gamma_M = \frac{|\dot{W}|}{V_s} m_s \tag{47}$$

di mana sekarang m_s diberi oleh:

$$m_s = \{(J_0(Nr)J_1(Nr) + Y_0(Nr)Y_1(Nr))^2 + (J_1(Nr)Y_0(Nr) - J_0(Nr)Y_1(Nr))^2\}^{1/2} / \{J_0^2(Nr) + Y_0^2(Nr)\} \tag{48}$$

Plot m_s lawan jarak tanpa dimensi (Nr) diberikan dalam Rajah 6. Dari Rajah 6 dapat dilihat bahawa apabila $Nr \geq 5$, $m_s = 1$, iaitu ungkapan untuk gelombang ricih satah boleh digunakan.

KESIMPULAN

Beberapa ungkapan dan carta telah dibentangkan untuk memudahkan penghitungan terikan ricih kitaran maksimum yang disebabkan oleh gelombang jasad P dan S. Gelombang P dan S dengan permukaan satah, silinder dan bulat (gelombang P sahaja) telah dikaji. Ungkapan dan carta yang diberikan menggunakan parameter-parameter yang mudah diukur seperti halaju gelombang ricih dan halaju zarah kemuncak.

RUJUKAN

Achenbach, J.D. 1976. *Wave Propagation in Elastic Solids*. North-Holland Publishing Co. Amsterdam.

Barkan, D.D. 1962. *Dynamics of Bases and Foundations*. McGraw-Hill Book Co. New York.

Dobry,R., Ladd, R.S., Yokel, F.Y. Chung, R.M. dan Powell, D.J. 1982. Prediction of Pore Pressure Buildup and Liquefaction of Sands during Earthquakes by the Cyclic Strain Method. Res. Paper. Nat. Bureau of Strandards, Building Science Series 138, Washington, D.C.

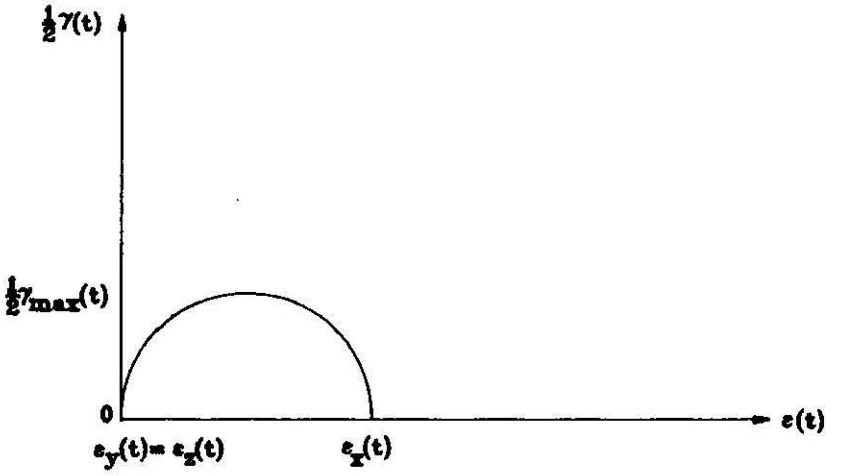
Ewing, W.M., Jardetzky, W.S. and Press, F. 1957. *Elastic Waves in Layered Media*. Mc Graw-Hill, New York.

Ramli Mohamad dan Dobry, R. 1987. Settlement of Cohesionless Soils due to Piling Vibrations. Pres. 9th Southeast Asian Geot. Conf., Bangkok, Thailand. Vol 2, pp. 7-23 - 7-30.

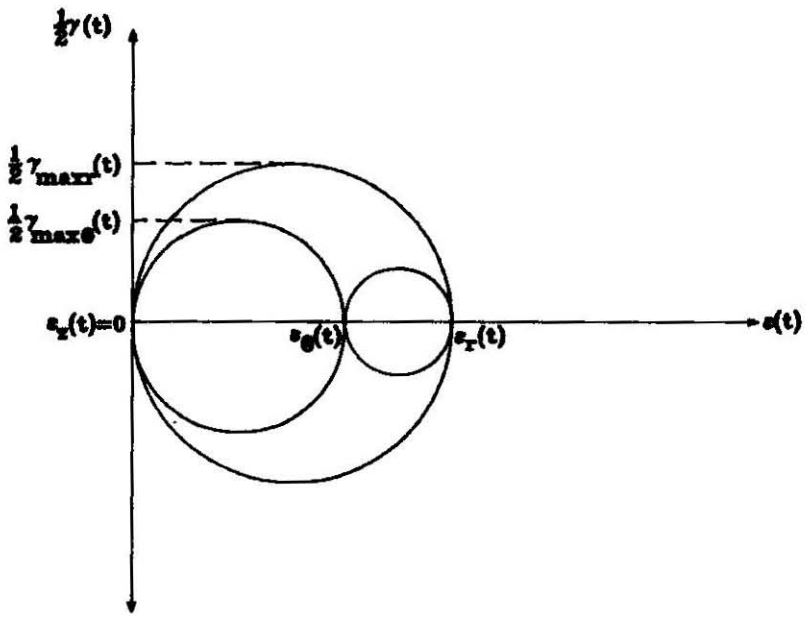
Richart, F.E., Hall, J.R. dan Woods, R.D. 1970. *Vibrations of Soils and Foundations*. Prentice - Hall. Englewood Cliffs, New Jersey.

Roesset, J.M. 1977. Soil Amplification of Earthquakes. dalam *Numerical Methods in Geotechnical Engineering*. Desai, C.S. and Christian, J.T. (eds.). McGraw-Hill.

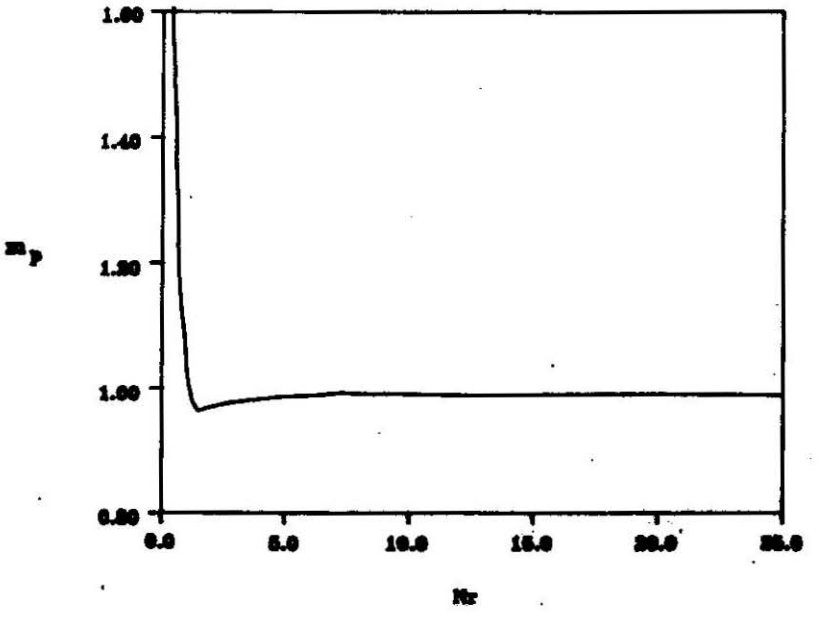
1. Jabatan Kejuruteraan Awam & Struktur
Universiti Kebangsaan Malaysia.



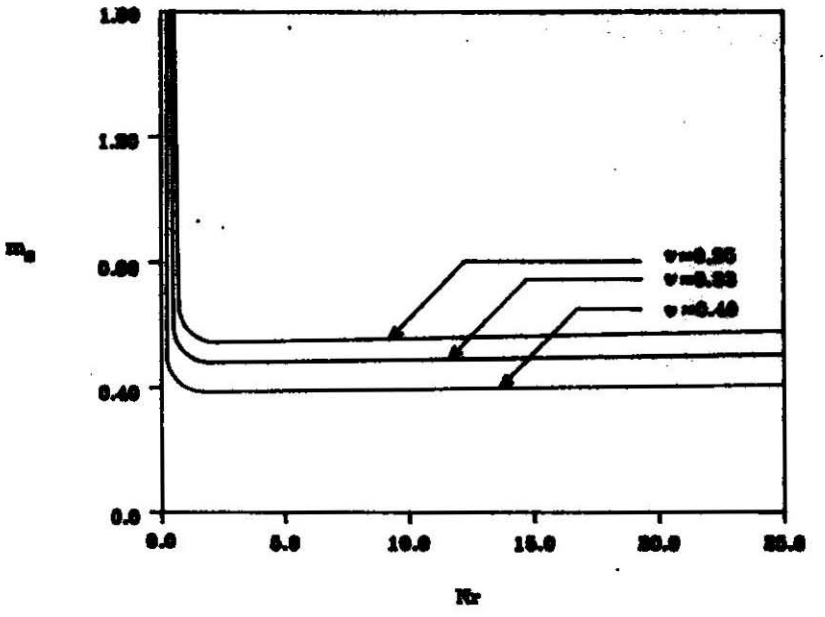
Rajah 1 : Bulatan Mohr Terikan Disebabkan Gelombang P Satah



Rajah 2 : Bulatan Mohr Terikan Disebabkan Gelombang P Silinder (di sini ε_r ditunjukkan lebih besar daripada ε_θ).



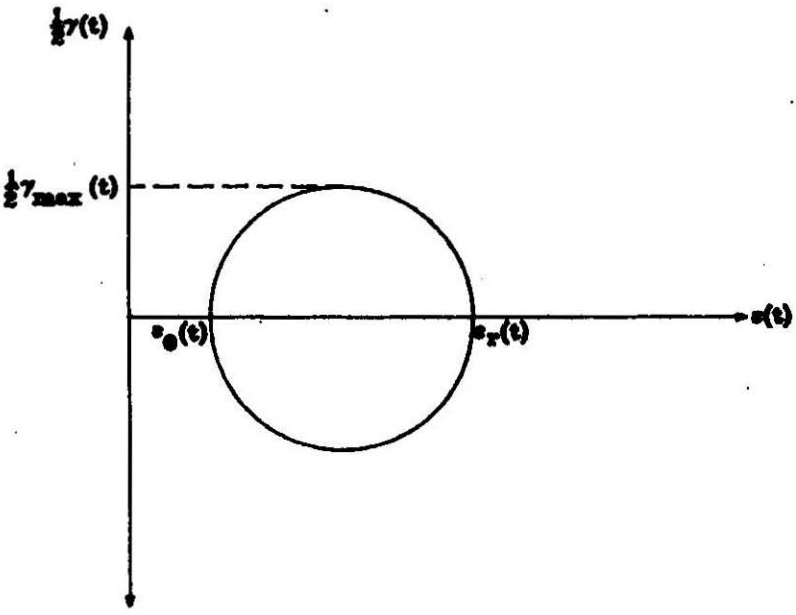
(a)



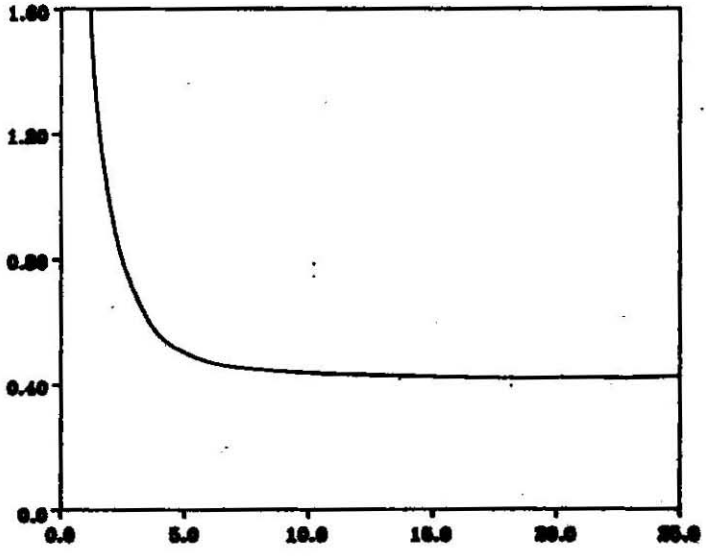
(b)

Rajah 3 : Faktor Terikan Ricih Maksimum Untuk Gelombang P Silinder.

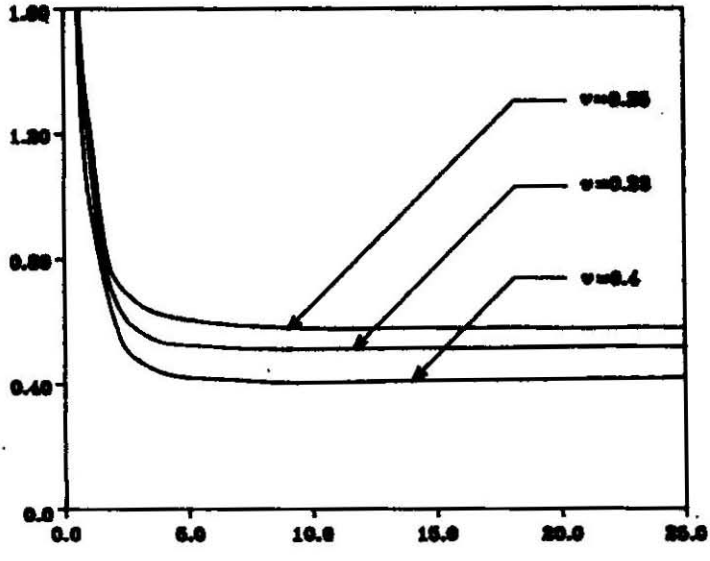
(a) untuk digunakan dengan halaju gelombang P.
(b) untuk diugnakan dengan halaju gelombang S



Rajah 4 : Bulatan Mohr Terikan Disebabkan Gelombang P Bu



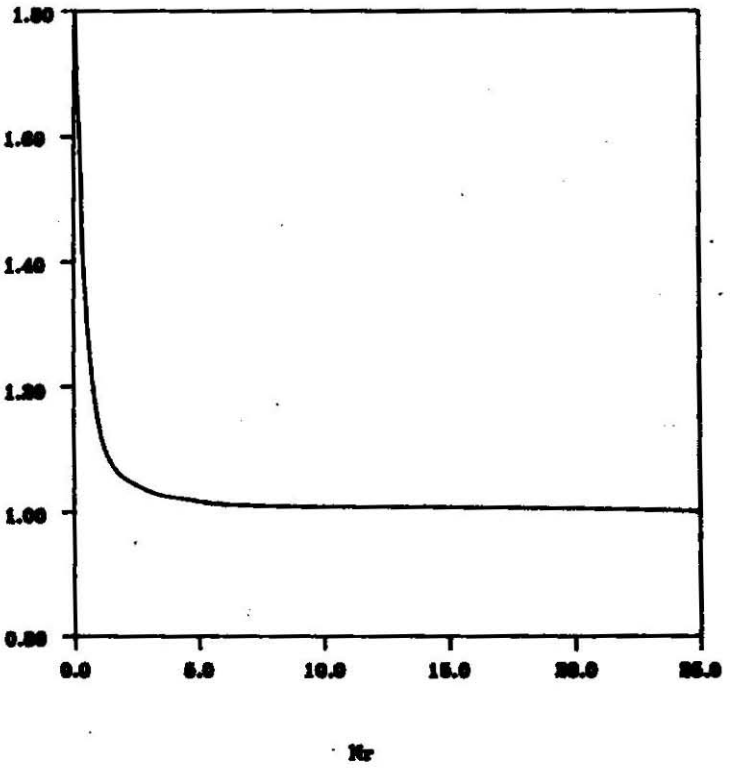
(a)



(b)

Rajah 5 : Faktor Terikan Ricih Maksimum Untuk Gelombang P Silinder

(a) untuk digunakan dengan halaju gelombang P
(b) untuk digunakan dengan halaju gelombang S.



Rajah 6 : Faktor Terikan Ricih Untuk Gelombang S Silinder.