

REGISTRERING AV TRYCKVÅGOR FRÅN UNDERVATTENS-
LADDNINGAR.

Algot Persson

DS 1969: 34

1. 10. 1969

STIFTELSEN
SVENSK DETONIKFORSKNING

SWEDISH DETONIC RESEARCH FOUNDATION

VINTERVIKEN — 117 48 STOCKHOLM
SWEDEN

REGISTRERING AV TRYCKVÅGOR FRÅN UNDERVATTENS-
LADDNINGAR.

Algot Persson

DS 1969:34

1.10.1969

Sammanfattning:

En sprängladdning som detonerar i vatten utsänder en stötvåg som åtföljes av tryckvågor med betydligt lägre amplitud vilka uppstår i samband med gasklotets oscillation. Tryckgivare uppbyggda av turmalinkristaller har visat sig mycket lämpliga för registrering av tryckförlopp i vatten men kräver speciella kablar och förstärkare. Turmalingivarens förmåga att återge snabba tryckförlopp sammanhänger med tryckvågens gångtid över kristallplattan. Föreliggande rapport utgör ett sammandrag av Coles och Arons arbeten på området.

1. Tryckvågen från en detonerande sfärisk laddning.

Från en högbrisant sfärisk laddning som detonerar under vatten utbreder sig stötvågen sfäriskt med en hastighet av flera gånger ljudhastigheten, men frontens hastighet avtar snabbt med ökande radie och närmar sig ljudhastigheten (c:a 1500 m/s).

Stötvågens tryck-tid förlopp har ett utseende som i fig 1 a. Efter det diskontinuerliga trycksprånget avtar trycket (P) till en början som en exponentialfunktion.

$$P = P_m e^{-t/\theta}$$

där P_m är maximaltrycket, t tiden och θ tidskonstanten. För $t > \theta$ avtar emellertid trycket långsammare än exponentialfunktionen som kan anpassas till början av förloppet. Puckeln på kurvan är reproducerbar och sammanhänger med sprängämnet och laddningens utformning. Maximaltrycket P_m beror av laddningsvikten Q , och avståndet från laddningens centrum R enligt

$$P_m = K \left(\frac{Q^{1/3}}{R} \right)^\alpha$$

där K och α är konstanter, $\alpha > 1$ i laddningens närhet. Konstanterna K och α kan bestämmas genom att plotta P_m mot $\frac{Q^{1/3}}{R}$ i ett dubbellogaritmiskt diagram.

Om laddningen och mätpunkten ligger nära ytan eller botten kommer tryckförloppet att vara sammansatt av dels den direkta stötvågen och dels den reflekterade stötvågen. Vid reflexion mot vattenytan uppstår en dragvåg som vid interferens med stötvågen ger upphov till ett trycktidförlopp enligt fig. 1 b. Om mätpunkten är nära botten kan stötvågen fortplantas snabbare genom bottenmaterialet och ge upphov till ett långsamt stigande tryckförlopp före det diskontinuerliga trycksprånget från den direkta stötvågen genom vattnet (fig. 1 c). Den mot botten reflekterade vågens utseende beror i hög grad av bottenens beskaffenhet och laddningens avstånd till botten.

2. Tryckvågen från den imploderande gasbubblan.

Då laddningen detonerat expanderar gasen i form av ett gasklot och skjuter vattnet framför sig. På grund av den kinetiska energi som vattnet erhållit fortsätter bubblan att expandera även sedan gastrycket nått jämvikt med det statiska trycket. Sedan vattnet runt gasklotet bromsats upp börjar gasen tryckas samman och gränssytans hastighet ökar åter. När denna hastighet är som störst d.v.s. strax innan bubblan når sin minsta volym utsändes en tryckvåg i vattnet som långsamt ökar och når sin största amplitud vid tidpunkten för bubblans minimum. Denna amplitud är väsentligt lägre

än stötvågen från detonationen. Om tryck-tidförloppet kan registreras utan störande reflexioner erhålles ett förlopp som i fig. 2. Gasblåsan fortsätter att ånyo expandera och kan på detta sätt i gynnsamma fall oscillera flera gånger men rör sig samtidigt upp mot ytan varvid bubblan mister sin ursprungligen sfäriska form.

3. Stötvågens impuls.

För att kunna bedöma en stötvågs effektivitet räcker det inte enbart med att känna till dess amplitud utan även impulsen.

$$I = \int_0^t [P(t) - P_0] dt \quad (2)$$

där P_0 är det hydrostatiska trycket. Impulsen erhålles ur det experimentellt bestämda tryck-tidförloppet. Bakre delen av stötvågen avtar emellertid mycket långsamt till följd av gasbubblans rörelse och det skulle uppstå svårigheter att beräkna den totala impulsen. Man kan i stället bestämma sig för hur långt i tid integralen skall sträcka sig och begränsa beräkningen till början av tryck-tidförloppet. Om man bestämmer tidskonstanten θ , kan det vara lämpligt att utsträcka integralen till $t = 5-10 \theta$. En bedömning får göras med hänsyn till det experimentella resultatet och ändamålet. För brisanta sprängämnen t.ex. pentolit, TNT och tetryl har försök visat att impulsen I beror av laddningsvikten Q och avståndet R enligt

$$I = LQ^{1/3} \left(\frac{Q^{1/3}}{R} \right)^{\beta}$$

där L och β är konstanter som kan bestämmas genom att avsätta reducerade impulsen $\frac{I}{Q^{1/3}}$, mot reducerade avståndet $\frac{Q^{1/3}}{R}$ i ett dubbellogaritmiskt diagram.

4. Tryckvågen från cylindriska laddningar.

Hittills har endast behandlats tryckvågens utseende runt en sfärisk laddning som initierats i centrum. I praktiken är nog oftast ett sprängämne förpackat eller hoppressat i form av en cylinder. Stötvågen runt en kort cylindrisk laddning kan på stora avstånd från laddningen betraktas som om den utbreddes sig sfäriskt. Är laddningen lång i förhållande till diametern kommer trycktidförloppet för stötvågen att bero på i vilken riktning från laddningen som mätgivaren är placerad. Fig. 3 a visar stötvågsfronten runt en utsträckt laddning som initierats i ena änden. Hela laddningen har detonerat. Om laddningen indelas i små element med längden dx kan man anta att trycket i en punkt på avståndet r utanför laddningen kommer att sammansättas av trycket från varje litet element för vilket gäller

$$P = (P_m \frac{e^{-t/\theta}}{r}) dx$$

där P_m och θ är konstanter. Men man måste även ta hänsyn till att dessa delar av laddningen initierats vid olika tidpunkt och införa en korrigerad

tid

$$\tau = t - r/c - x/D$$

där x = elementets avstånd från initieringspunkten D = detonationshastigheten c = fortplantningshastigheten i vatten. Summerar man över alla element och tar i betraktande att $\tau \geq 0$ för att ett element av laddningen skall bidra till trycket P i den studerade punkten så är

$$P = P_m \int \frac{e^{-\tau/\theta}}{r} dx$$

Integralen kan lösas numeriskt.

Experiment med bl.a. pentylstubin har visat att detta betraktningssätt är riktigt och trycktidförloppet får ett utseende som fig. 3 b då trycket mätes i längdaxelns riktning dels framför och dels bakom initieringsändan. Fig. 4 visar resultat av mätningar på olika avstånd och de riktningar som antyts i fig. 3 a för 22,5 kg laddningar av TNT 7,6 m långa.

5. Givare för mätning av stötvågstryck.

För mätning av stötvågstryck under vatten har givare med turmalinkristaller visat sig överträffa andra typer av piezoelektriska element. Turmalinkristaller reagerar även för statiska tryck. En typ av givare med flera kristallplattor har utvecklats för att få hög känslighet. Konstruktionen av en sådan givare som tillverkas av Crystal Research Corp. framgår av fig. 5. Dessa givare har provats vid Stiftelsen Svensk Detonikforskning. För att få ett begrepp om givarnas användningsmöjligheter skall här i korthet återges en analys av turmalingivares response för olika typer av tryckförlopp.

6. Turmalin kristallgivarens återgivning av tryckförlopp.

a/ Sinusvåg.

Arons och Cole har gjort en analys av turmalinkristallgivarens förmåga att återge snabba tryckförändringar. Betraktar man givaren enligt fig. 5 som en cirkulär platta med radien a och med försumbar tjocklek och plattans kant vänd mot en infallande sinusvåg med frekvensen f och utbredningshastigheten c så har plattans återgivning (response), $R_{(+)}$, som funktion av af/c ett förlopp enligt fig. 6. För $f = 0.61 c/a$ har plattans förmåga att återge en sinusvåg sjunkit till 0. Om man ser på de av Crystal Research tillverkade givarna med 6.3 och 12.6 mm diameter vid användning i vatten $c = 1500$ m/s så är frekvensen vid vilken återgivningen sjunkit till halva utgångsvärdet resp. 0 enligt tabell nedan. Gångtiden för vågen över plattan och motsvarande frekvens har medtagits.

Diam.	$f_R = 0$	$\frac{f_{R_0}}{2}$	$2 a/c$	$f=c/2a$
mm	kc/s	kc/s	μs	kc/s
6.3	290	160	4.2	238
12.6	145	80	8.4	119

b/ Återgivning av trycksprång.

Om plattan utsättes för ett tryck i form av en kantvåg som rör sig utmed plattan kommer plattan att återge trycksprånget som funktionen $R_{(t)}$, se fig. 7, där $R_{(t)}$ uppritats som funktion av reducerade tiden $\frac{t}{a/c}$. Av diagrammet framgår att stigtiden för den över givaren alstrade laddningen är ungefärligen lika med gångtiden över plattan för trycksprånget. Tryck-förlopp som är kortare i tid än gångtiden $\frac{2a}{c}$ kan således ej återges riktigt av givaren.

c/ Återgivning av en avtagande tryckpuls med brant front.

Stötvågen från en laddning har ett nära nog exponentiellt avtagande förlopp. För att studera givarens svar på ett avtagande tryck med brant front har Arons och Cole studerat givarens response på ett sågtandformat tryckförlopp med lutningen θ som har följande utseende:

$$P(x,t) \begin{cases} = 0 & \text{för } t < \frac{x}{c} \\ = P_m \left(1 - \frac{t - \frac{x}{c}}{\theta}\right) & \text{för } t > \frac{x}{c} \end{cases}$$

I fig. 7 är givarens response avsatt mot reducerade tiden $\frac{t}{\theta}$ för olika värden på $a/c\theta$. Som framgår av kurvorna kommer givaren att återge det diskontinuerliga trycksprånget i en stötvågsfront alltmera avrundat ju snabbare tryck förloppet avtar (θ minskar). Tag som exempel en tryckvåg med $\theta = 400 \mu s$ som önskas registrerad med en givare med 12 mm diameter ($a = 6 \text{ mm}$). Om $c = 1500 \text{ m/s}$ blir $a/c\theta = 0.01$ vilket motsvarar ett fel på endast 1% i maxtrycket. Om samma givare användes för att registrera ett förlopp med $\theta = 20 \mu s$ skulle felet uppgå till 20%.

d/ Återgivning av konstant eller långsamt avtagande tryck.

På grund av läckning i kablar, förstärkaringångar, kontakter etc. kommer den spänning som uppkommer över givaren till följd av ett konstant tryck att avta. Elektriskt kan givaren representera en emk (V) proportionell mot trycket och i serie med en kondensator C_0 (givarens egenskapacitans).

Givaren är shuntad med kapaciteten C_k utgörande summan av kabel-kapacitansen, ingångskapacitansen på förstärkaren mm, samt den totala läckresistansen R . Utspänningen V_t över givaren kommer att avta med tiden enligt

$$V_t = \frac{KA}{C_k + C_o} p_o e^{-t/(R(C_k + C_o))}$$

Läckresistansen R bör således vara så stor som möjligt varför givaren bör skyddas mot fukt, kablar och kontakter bör vara av högvärdigt material. För att upprätthålla ett tillräckligt högt värde på tidskonstanten kan man tillgripa s.k. tilläggskapacitans vilket givetvis medför förlust i utspänning.

Vid mätning av långvariga tidsförlopp måste man även ta hänsyn till turmalinkristallens pyro-elektriska effekt. Om kristallens temperatur höjes 1°C uppstår en laddning motsvarande en tryckändring på 13.8 bar. Göres mätningen i vatten kan visserligen en adiabatisk uppvärmning av vattnet äga rum men värmeöverföringen till kristallen genom dess omgivande isolering är för långsam för att hinna påverka mätningen. I luft däremot kan givaren utsättas för strålning eller temperatur-variationer i luften. Paraffinolja-lagring ger i sådana fall ett skydd för snabba temperaturvariationer.

Som sammanfattning kan sägas att turmalinkristallgivarens användbarhet beror av förhållandet mellan tryckvågens gångtid över kristallplattan $\frac{2a}{c}$ och tidskonstanten för tryckförloppet θ samt läckresistansen, R . För $\theta \gg \frac{2a}{c}$ återges maximaltrycket med liten avvikelse men då θ närmar sig $\frac{2a}{c}$ måste man korrigera det uppmätta maximaltrycket. Läckresistansen över kristallen bör vara minst $100\text{ M}\Omega$.

7. Mätkabelns egenskaper.

För lågfrekventa spänningsändringar kan kabeln betraktas som en kapacitans parallellt med givaren. Men för språngspänningar måste man betrakta kabeln som en transmissionslinje och ta hänsyn till kabelns karakteristiska impedans, $Z = \sqrt{\frac{L}{C}}$ där L och C är induktans resp. kapacitans per längdenhet av kabeln. För de koaxialkablar som vanligen används är $Z = 50 - 75\Omega$. Givaren måste ha hög impedans liksom förstärkar-ingången för att inte laddningen skall läcka bort. En språngspänning som matas in i kabeln vid givar-änden kommer vid förstärkare-änden att få ett förlopp enligt fig. 10 då kabeln kan betraktas som öppen i båda ändar och signalen reflekteras fram och tillbaka i kabeln under det att den dämpas av de dielektriska förlusterna. Vid långa mätkablar kan det därför vara nödvändigt att anpassa kabeln för höga frekvenser genom ett RC nät i vardera änden av kabeln, se fig. 11.

I en koaxialkabel som utsättes för en tryckvåg uppstår genom förändringar i dielektrikum en signal som kommer att överlagras mätsignalen i kabeln. Genom användning av speciella kablar med ett grafitlager under den spunna kopparskärmen minskas inverkan av kabelsignalen avsevärt.

8. Förstärkarens egenskaper.

Av förstärkaren krävs att den skall återge det snabba spänningssprång som uppstår över givarkapacitansen då stötvågsfronten passerar men även riktigt återge den långsamt avtagande spänningen som sedan följer och de betydligt långsammare bubbelpulserna. Ingångsimpedansen bör vara mycket hög $10^8 \Omega$ eller större för att laddningen på kristallen inte skall läcka bort.

Tänkbara ingångssteg bör därför vara bestyckade med katodföljare, elektrometerrör eller FET-transistorer. Förstärkare med elektrometerrör eller FET transistorer har ingångsimpedanser av storleksordningen $10^{14} \Omega$ och brukar kallas laddningsförstärkare. Den höga ingångsimpedansen erhålles genom motkoppling och graden av motkoppling inverkar på frekvensåtergivningen. Med måttliga kabelkapacitanser kan ett frekvensområde från nära nog likspänning till 200 kc återges med hjälp av sådana förstärkare. Denna bandbredd är tillräcklig för att riktigt återge signalerna från 6,3 och 12,6 mm:s givare.

Referenser:

- Arons, A.B. and Cole, R.H. Design and use of Piezoelectric Gages for Measurement of Large Transient Pressures
- The Review of Scientific Instrument Vol 21
Nr 1 Jan. 1950.
- Cole, R.H. Underwater Explosions - Princeton University.
Press, Princeton New Jersey (1948).