

UVOD

1. Balistika na cilju. Predmet istraživanja

Balistika je naučna disciplina koja se bavi proučavanjem kretanja projektila. Njen naziv potiče od grčke reči *balein* (βάλλειν) što znači baciti.

Razlikujemo nekoliko faza kretanja klasičnih projektila. Prvu etapu čini kretanje projektila u cevi oruđa/oružja kada sila pritiska gasovitih produkata sagorevanja barutnog punjenja dominantno utiče na kretanje projektila. Fenomenima karakterističnim za peroid kretanja projektila u cevi bavi se unutrašnja balistika. U slučaju nevođenih raketnih projektila postoji izvesna analogija ove faze sa aktivnom fazom leta raketnog projektila (period leta rakete u kome radi raketni motor).

Prelazna balistika bavi se prvenstveno složenim gasodinamičkim pojavama koje utiču na kretanje projektila neposredno po napuštanju cevi oruđa.

Slobodno kretanje projektila posle izlaska iz cevi oruđa pod dejstvom gravitacione sile i aerodinamičkih sila i momenata (u slučaju raketnih projektila mogu da deluju još i pogonska i upravljačke sile) predmet je proučavanja spoljašnje balistike.

Konačno, finalna faza kretanja projektila koja podrazumeva njegovo dejstvo, odnosno interakciju sa ciljem izučava se u okviru balistike na cilju (eng. terminal ballistics).

2. Istraživačke metode i pristupi

Kao i mnoge inženjerske discipline, balistiku na cilju karakterišu tri osnovna pristupa istraživanju.

Empirijski pristup se zasniva na formiranju odgovarajućih relacija između relevantnih balističkih veličina na bazi eksperimentalno utvrđenih zavisnosti. Ovaj pristup je u pravilu zahtevan u pogledu cene eksperimentalnih istraživanja, ali su dobijene relacije veoma pouzdane. One se, međutim, ne mogu primenjivati izvan domena u kome su izvršeni eksperimenti.

Analitički pristup bazira se na primeni osnovnih fizičkih zakonitosti na razmatrani terminalno balistički proces. Rezultat predstavlja manje ili više složen analitički model, koji može biti iskazan u formi jedne relacije, ali i vrlo složenih sistema jednačina za čije je rešavanje neophodno formiranje kompleksnih računarskih programa. Ove modele odlikuje inženjerski prihvatljiva tačnost i najčešće širi domen primene nego u slučaju empirijskih modela.

Numerički pristup je najmoderniji i podrazumeva primenu fizičkih zakona održanja na diskretizovanu strukturu koja se razmatra. Primena računara i odgovarajućeg simulacionog softvera omogućava rešavanje kompleksnih jednačina za sisteme sa veoma velikim brojem stepeni slobode. Rezultati u najvećoj meri zavise od tačnosti korišćenih modela ponašanja materijala.

U istraživanjima se često koristi kombinovani metod koji podrazumeva primenu najmanje dva pristupa (npr. empirijski i numerički) u cilju dobijanja kvalitetnog modela koji verno opisuje razmatrani proces.

Valja napomenuti da su za izučavanje balistike na cilju neophodna saznanja iz različitih naučnih disciplina kao što su: mehanika deformabilnog tela, dinamika gasova, teorija udarnih talasa, fizika eksplozije, konstrukcija projektila itd.

3. Proces koji izučava balistika na cilju

Kao što je napomenuto, balistika na cilju se bavi interakcijom projektila i cilja. Generalno, razlikujemo dva osnovna tipa procesa koji zavise od vrste projektila.

U prvu grupu svrstavaju se svi tzv. inertni projektili – projektili koji ne sadrže eksplozivno punjenje, tj. projektili čije se dejstvo zasniva isključivo na principu pretvaranja njihove kinetičke energije u koristan rad. Ovo najčešće podrazumeva probijanje određene prepreke. Proces započinje kontaktom projektila i prepreke. Tradicionalno, osnovni zadatak balistike na cilju je upravo bio određivanje relacija koje omogućavaju određivanje ključnih parametara procesa probijanja (odnosno penetracije ili perforacije).

Druga grupa procesa karakteristična je za projekte koji sadrže eksplozivno punjenje. U ovom slučaju terminalnobalistički proces je znatno složeniji i započinje aktiviranjem upaljača, odnosno iniciranjem eksplozivnog punjenja. Balistika na cilju usko je povezana sa mehanizmima delovanja bojnih glava i podrazumeva modeliranje brojnih procesa kao što su: detonacija, fragmentacija, balistika parčadi, formiranje kumulativnog mlaza, penetracija... Za ovu grupu projektila takođe je karakteristično i rušeće dejstvo (blast) koje nastaje kao posledica detonacije eksplozivnog punjenja.

4. Vrste projektila i njihovih dejstava

Postoje različite klasifikacije projektila, npr. s obzirom na kalibar, na način lansiranja, način stabilizacije leta, metode vođenja, namenu projektila itd. Sa aspekta balistike na cilju, međutim, najznačajnija je podela projektila prema načinu dejstva na cilju. U osnovi, kada su u pitanju konvencionalni projektili kojima ćemo se prvenstveno baviti u okviru Balistike na cilju, dva su glavna vida delovanja:

- probojno dejstvo (penetracija, odnosno perforacija), i
- rušeće dejstvo nadpritiska udarnog talasa (fugasno dejstvo, blast).

U slučaju nuklearnih bojnih glava osim rušućeg, postoje i svetlosni i toplotni efekat, kao i radioaktivnost.

Probojno dejstvo je karakteristično za sledeće tipove projektila:

- projektili koji se ispaljuju iz klasičnog streljačkog (pešadijskog) naoružanja (namenjeni za uništavanje žive sile i materijalno-tehničkih sredstava),
- projektili parčadnog dejstva (prirodna ili dirigovana fragmentacija, prefragmentisani),
- inertni protivoklopni projektili (kalibarni i potkalibarni),
- protivoklopni projektili na bazi usmerenog delovanja eksplozije (projektili na bazi kumulativnog, Misznay-Schardin-ovog, Hopkinson-ovog efekta).

Dejstvo nadpritiska udarnog talasa izazvanog eksplozijom je karakteristično za:

- projekte rušućeg dejstva,
- u izvesnoj meri i za sve druge projekte koji sadrže eksplozivno punjenje (projektili parčadno-rušućeg dejstva, sve klase protivoklopnih projektila zasnovanih na usmerenom delovanju eksplozije).

Ostali tipovi projektila koji nisu namenjeni za direktno dejstvo na cilju (osvetljavajući, zadimljujući, propagandni, projektili za obuku,...) neće biti razmatrani u okviru Balistike na cilju.

5. Verovatnoća uništenja cilja

Kao što je poznato, sistem oruđe/projektil prvenstveno je namenjen za uništavanje određenih ciljeva. Postoji, međutim, i širi kontekst u kojem se razmatra ceo proces uništavanja cilja koji podrazumeva i kompleksan sistem upravljanja vatrom. Ovaj sistem treba najpre da omogući otkrivanje cilja i njegovo zahvatanje i praćenje, a potom da generiše optimalne parametre gađanja. Na sl. 1 je predstavljen primer gađanja tenka i svi nivoi njegove zaštite. U tom kontekstu, verovatnoća uništenja cilja može se pisati u formi:

$$p = \prod_j p_j \quad (1)$$

Verovatnoće p_j su redom:

p_1 – verovatnoća otkrivanja cilja,

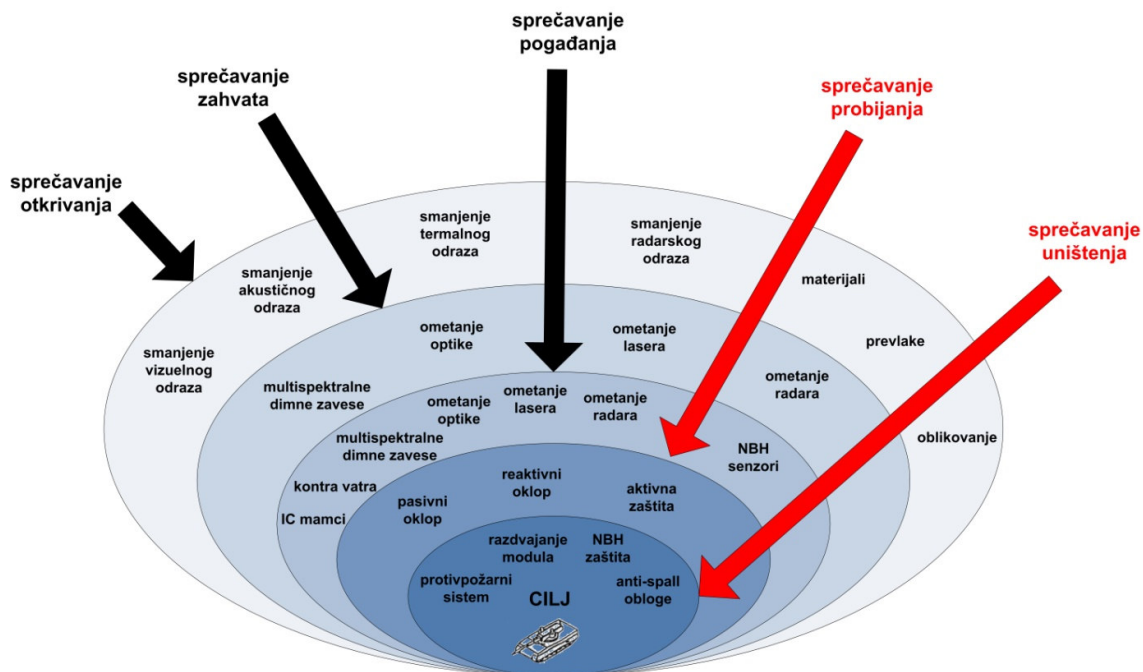
p_2 – verovatnoća zahvatanja cilja,

p_3 – verovatnoća pogađanja cilja,

p_4 – verovatnoća probijanja oklopa cilja,

p_5 – verovatnoća uništenja cilja posle probijanja oklopa.

Treba imati u vidu da verovatnoće p_j zavise od vrste cilja i sistema oruđe/projektil, kao i od sistema upravljanja vatrom i da je u opštem slučaju $j \neq 5$.

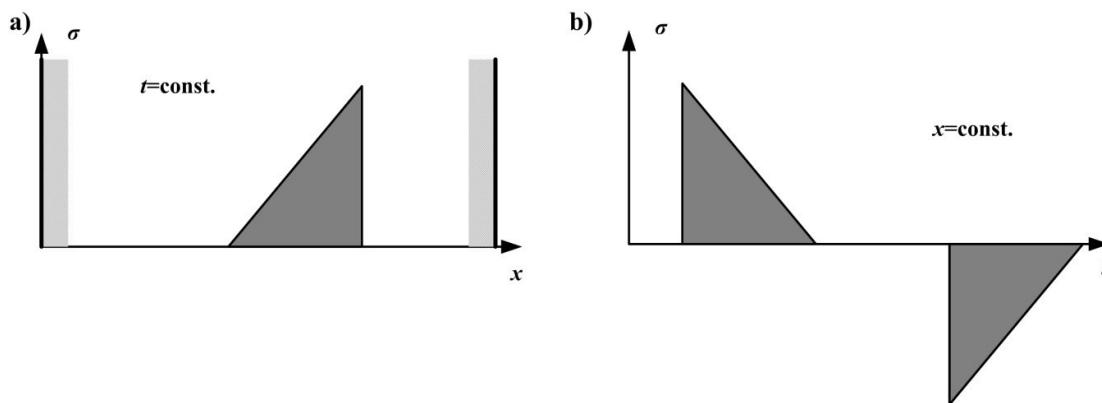


Slika 1. Nivoi zaštite tenka (protection onion) koji se odnose na različite metode sprečavanja otkrivanja i zahvata cilja, pogađanja cilja, njegovog probijanja i uništenja posle proboja

U ovom slučaju, balistika na cilju tretira samo poslednja dva nivoa zaštite: sam proces probijanja prepreke i efekte koji nastaju posle probijanja oklopa.

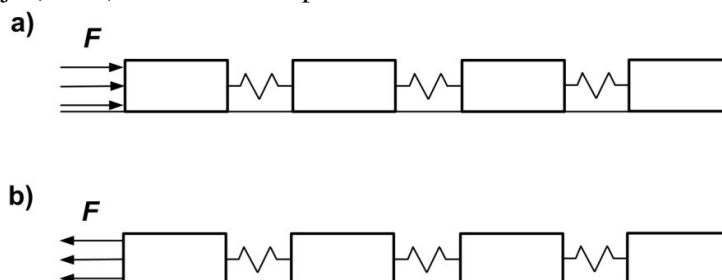
6. Ponašanje materijala pod dejstvom dinamičkog opterećenja

Jedna od najvažnih karakteristika procesa koji se proučavaju u okviru balistike na cilju je dinamički karakter opterećenja koja deluju na najrazličitije strukture, odnosno ciljeve. Ovo predstavlja bitnu razliku u odnosu na brojne procese u fizičkim i tehničkim sistemima koji imaju kvazistatički karakter. Kod eksplozija i udara, koji su najčešći procesi kojima se bavimo, opterećenje u pravilu deluje vrlo kratko što uslovljava i odgovarajuću prirodu naprezanja napadnute strukture. Za razliku od kvazistatičkih procesa gde se uspostavljaju vremenski nepromenljiva polja napona i deformacija strukture, u slučaju razmatranja dinamičkih naprezanja neophodno je uvesti koncept talasa napona i odgovarajućih deformacija. Važno je razumeti da ovo podrazumeva promenu napona ne samo u prostoru (od jedne do druge tačke), već i u vremenu. Razmotrimo promenu napona u ravnoj vertikalnoj ploči izazvanog kontaktnom detonacijom. Na sl. 2a data je promena napona u celom poprečnom preseku ploče u određenom trenutku. Uočavamo impulsni karakter procesa opterećenja, front naponskog talasa i odgovarajući profil impulsa (u ovom slučaju trougaoni) koji zavisi od prirode i trajanja opterećenja. Ako, međutim, posmatramo promenu napona u vremenu u nekom fiksiranom preseku ploče dobijamo promenu napona prikazanu na sl. 2b.



Slika 2. Talas napona u ploči izazvan kontaktnom detonacijom: a) promena napona duž cele debljine ploče u određenom trenutku (vremenski zamrznut kadar), b) promena napona u vremenu za fiksiran presek ploče

Na sl. 3a predstavljen je pojednostavljen model čvrstog tela izloženog opterećenju. Pravougaonici predstavljaju molekule materijala koji su međusobno spojeni oprugama kojima se modeliraju međumolekularne veze. Kada se na telo deluje dinamičkom (impulsnom) silom ona neposredno dovodi do pomeranja prvog molekula na desno, prvi deluje na drugi preko opruge i pomera ga, drugi deluje na treći itd. Na ovaj način se napon prenosi kroz materijal, a brzina kojom poremećaj putuje kroz materijal (tj. brzina prenosa informacije o tome da je na levom kraju delovala sila) naziva se brzina prostiranja talasa c . Sa druge strane, i sami molekuli se kreću određenom brzinom koja se naziva materijalna brzina v i koja je značajno manja od brzine prostiranja talasa. Važno je primetiti da se u slučaju sabijanja (sl. 3a) smerovi materijalne brzine i brzine talasa podudaraju, dok su u slučaju zatezanja (sl. 3b) ovi smerovi suprotni.



Slika 3. Uprošćeni model opterećenja materijala: a) sabijanje, b) zatezanje

Jednodimenzionalnom analizom kretanja elementarne mase izložene dejstvu talasa napona, dobija se univerzalna talasna jednačina oblika:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (2)$$

gde je u pomeranje tačke čiji je položaj određen koordinatom x . Pri tome je brzina talasa c određena izrazom

$$c^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon}. \quad (3)$$

U poslednjem izrazu ρ je gustina materijala, σ je napon, a ε relativna deformacija. Primetimo da se u slučaju opterećenja koje izaziva elastično deformisanje, pri kome važi Hooke-ov zakon $\sigma = E\varepsilon$, poslednja relacija transformiše u dobro poznati izraz za brzinu malih (elastičnih) poremećaja, tj. brzinu zvuka

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (4)$$

pri čemu je E Young-ov modul elastičnosti.

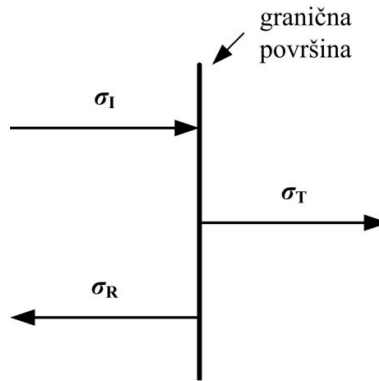
Ako razmotrimo tipičnu krivu koja predstavlja zavisnost napona od relativne deformacije $\sigma=f(\varepsilon)$ za elasto-plastični materijal, uočavamo da je u domenu plastičnih informacija izvod $d\sigma/d\varepsilon$, koji odgovara nagibu krive, manji nego u domenu elastičnosti. Dakle, talas plastičnih (velikih) deformacija putuje sporije od talasa elastičnih (malih) deformacija.

Razmatranjem zakona o održanju količine kretanja jednostavno se pokazuje da je materijalna brzina dela opterećene strukture koji je zahvaćen talasom napona određena se

$$v = \frac{\sigma}{\rho c}. \quad (5)$$

Primećujemo da u slučaju elastičnih deformacija brzina talasa zavisi samo od karakteristika materijala, dok materijalna brzina zavisi i od vrednosti napona. U slučaju plastičnih deformacija, i brzina talasa i materijalna brzina zavise od veličine napona, kao i od karakteristika materijala.

Važno je razmotriti ponašanje naponskog talasa pri prelasku iz jedne u drugu sredinu. Tada dolazi do odbijanja (refleksije) i prenosa (transmisije) upadnog (incidentnog) talasa. Na sl. 4 predstavljen je primer ravanskog talasa napona koji nailazi na ravnu graničnu površinu između dve sredine.



Slika 4. Refleksija i transmisija talasa napona na granici dve sredine

Upadni talas napona ima intenzitet σ_I , dok reflektovani i transmitovani talasi napona imaju intenzitete σ_R i σ_T . Usvajamo konvenciju da sabijanje ima pozitivan, a zatezanje negativan predznak. Smatramo da su poznate gustine materijala ρ i brzine talasa c .

Iz uslova ravnoteže na graničnoj površini (ili zakona akcije i reakcije) sledi

$$\sigma_I + \sigma_R = \sigma_T. \quad (6)$$

Uslov kompatibilnosti (ili kontinuiteta) nalaže da brzine materijala sa obe strane granične površine moraju biti jednake

$$\frac{\sigma_I}{\rho_1 c_1} - \frac{\sigma_R}{\rho_1 c_1} = \frac{\sigma_T}{\rho_2 c_2}. \quad (7)$$

Rešavanjem sistema jednačina (6) i (7) dobijaju se vrednosti reflektovanog (u materijalu 1) i transmitovanog napona (u materijalu 2)

$$\begin{aligned} \sigma_R &= \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1} \sigma_I \\ \sigma_T &= \frac{2\rho_2 c_2}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1} \sigma_I \end{aligned} \quad (8)$$

Iz poslednjeg izraza vidimo da refleksiona i transmisiona svojstva materijala zavise samo od proizvoda njegove gustine i brzine talasa ρc . Ovaj proizvod se naziva impendansa. U slučaju sa dva materijala imaju istu impendansu (a pri tome mogu imati različite gustine), iz jednačine (8) se lako vidi da u tom slučaju nema refleksije ($\sigma_R=0$), odnosno da se talas u potpunosti transmituje iz materijala 1 u materijal 2 ($\sigma_T=\sigma_1$).

Prethodni izrazi omogućavaju da se odrede vrednosti reflektovanog i transmitovanog talasa u dva specijalna slučaja.

Prvi slučaj podrazumeva da talas dolazi do slobodne površine materijala 1 (nema materijala 2). Tada je $\rho_2 c_2=0$, pa se na osnovu (8) dobija $\sigma_R=-\sigma_1$ i $\sigma_T=0$. Dakle, pri nailasku talasa sabijanja na slobodnu površinu dolazi do njegovog odbijanja i kretanja u suprotnom smeru u vidu talasa zatezanja istog intenziteta (i obratno). Pri tome slobodna površina dobija brzinu jednaku dvostrukoj materijalnoj brzini u sredini 1.

Drugi važan slučaj odnosi se na talas sabijanja koji nailazi na nepomičnu krutu sredinu (prepreku). Sada važi $\rho_2 c_2 \gg \rho_1 c_1$, pa iz (8) sledi $\sigma_R=\sigma_1$ i $\sigma_T=2\sigma_1$. Dakle, u slučaju nailaska talasa sabijanja na krutu nepomičnu prepreku dolazi do njegove refleksije u formi talasa sabijanja jednakog intenziteta (isto važi i za talas zatezanja). Nepomična prepreka naravno ne dobija nikakvu brzinu, ali trpi sabijanje intenziteta dvostruko većeg od incidentnog talasa.

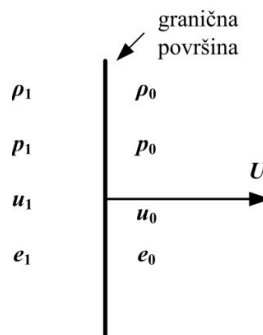
7. Udarne talasi u čvrstom telu

Snažna opterećenja, izazvana uglavnom eksplozijom ili udarom, mogu da dovedu do formiranja udarnog talasa u čvrstom telu. Ovi talasi i njihove interakcije su naročito važne u tretiranju određenih klasa penetracionih procesa, kao i fenomena spalling-a (važan balistički proces koji dovodi do kompromitovanja prepreke bez perforacije).

Kao i u fluidima, udarni talas u čvrstim telima imaju sledeće karakteristike:

- iza fronta udarnog talasa dolazi do naglog skoka pritiska, gustine, brzine i temperature opterećenog materijala,
- brzina prostiranja udarnog talasa veća je od lokalne brzine zvuka.

Na sl. 5 ilustrovan je ravan udarni talas koji se prostire brzinom U . Gustina ρ_0 , brzina u_0 , pritisak p_0 i unutrašnja energija e_0 u neopterećenom materijalu prolaskom udarnog talasa naglo rastu na nove vrednosti ρ_1 , u_1 , p_1 i e_1 .



Slika 5. Osnovni parametri ravnog udarnog talasa

Slično razmatranju prostiranja udarnog talasa u gasovima, primena zakona o održanju mase, zakona o održanju količine kretanja i zakona o održanju energije, daju respektivno sledeće relacije između parametara ispred (indeks "0") i iza udarnog talasa (indeks "1"):

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{v_0}{v_1} = \frac{U - u_0}{U - u_1}, \quad (9)$$

$$p_1 - p_0 = \rho_0(u_1 - u_0)(U - u_0), \quad (10)$$

$$e_1 - e_0 = \frac{p_1 u_1 - p_0 u_0}{\rho_0 (U - u_0)} - \frac{1}{2} (u_1^2 - u_0^2). \quad (11)$$

Parametar $v=1/\rho$ je specifična gustina. Primetimo da u jednačinama održanja (9) do (11) figuriše pet nezavisnih nepoznatih veličina (ρ_1 , u_1 , U , p_1 , e_1) ukoliko pretpostavimo da su svi parametri sa indeksom “0” poznati. Ako bi bila poznata još jedna jednačina, tada bismo imali četiri jednačine i pet nepoznatih. U tom slučaju, ako znamo vrednost samo jedne od ovih nepoznatih veličina, sve preostale nepoznate veličine bi se mogle izračunati. Ta dodatna jednačina naziva se Hugoniot-ova (Igonio) jednačina i ona predstavlja vezu između bilo koje dve od pet razmatranih veličina. Ova jednačina definiše krivu na kojoj se nalaze sva moguća ravnotežna stanja materijala pri prolasku udarnog talasa. Napominjemo da Hugoniot-ova jednačina nije jednačina stanja u klasičnom smislu (mada se koristi na sličan način), niti je reč o izentropi (proces prostiranja udarnog talasa nije izentropski). Hugoniot-ova jednačina određuje se empirijski, na osnovu eksperimentalnih opservacija i za većinu materijala ona se može pisati u jednostavnom linearnom obliku:

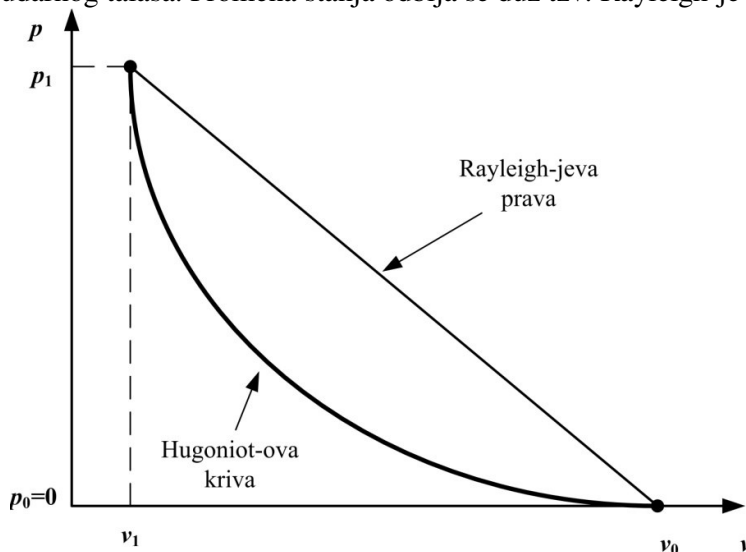
$$U = c_0 + su. \quad (12)$$

U poslednjoj jednačini c_0 je zapreminska brzina zvuka, dok je s koeficijent koji se utvrđuje eksperimentalnim putem.

Ako Hugoniot-ovu relaciju (12) iskombinujemo sa jednačinom kontinuiteta (9) i zakonom o održanju količine kretanja (10), usvajajući pretpostavku da pre nailaska udarnog talasa materijal nije napregnut ($p_0=0$) i da je bio u stanju mirovanja ($u_0=0$), dobija se novi oblik Hugonit-ove relaciju u p - v dijagramu:

$$p_1 = \frac{c_0^2 (v_0 - v_1)}{[v_0 - s(v_0 - v_1)]^2}. \quad (13)$$

Poslednja relacija pokazuje kako se pritisak u materijalu menja sa promenom gustine ($v=1/\rho$), što je ilustrovano na sl. 6. Ako nam je poznata promena gustine (odnosno specifične zapremine) materijala možemo odrediti skok pritiska koji odgovara ovoj promeni. “Skok” fizičkih veličina realizuje se putem udarnog talasa. Promena stanja odbija se duž tzv. Rayleigh-jeve linije.



Slika 6. Hugoniot-ova jednačina i Rayleigh-jeva linija u p - v dijagramu

Jednačina Rayleigh-jeve linije jednostavno se izvodi iz uslova (8) i (9) i ima oblik:

$$p_1 = \frac{U^2}{v_0} - \frac{U^2}{v_0^2} v_1. \quad (14)$$

Nagib Rayleigh-jeve prave određen je sa

$$\tan \theta = -\frac{U^2}{v_0^2} = -\rho_0^2 U^2. \quad (15)$$

Još jedan važan vid predstavljanja Hugoniot-ove relacije dobija se zamenom linearne forme (12) u jednačinu (10):

$$p_1 = \rho_0 u_1 (c_0 + s u_1) = \rho_0 c_0 u_1 + \rho_0 s u_1^2, \quad (16)$$

što predstavlja p - u dijagram.

Ako se materijal ne nalazi u stanju mirovanja pre prolaska udarnog talasa ($u_0 \neq 0$), tada se prethodna relacija može pisati u obliku

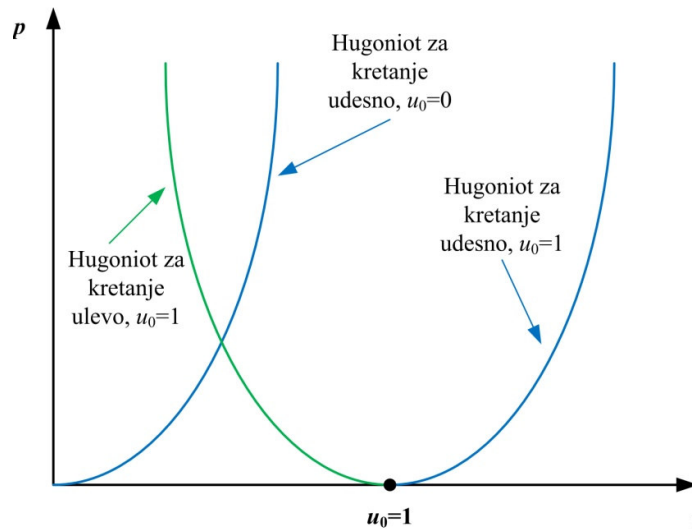
$$p_1 = \rho_0 c_0 (u_1 - u_0) + \rho_0 s (u_1 - u_0)^2. \quad (17)$$

Ova relacija važi ako je $u_1 > u_0$, odnosno ako se udarni talas kreće sa leva na desno.

U slučaju da se udarni talas kreće sa desna na levo ($u_1 < u_0$), jednačina (16) ima oblik

$$p_1 = \rho_0 c_0 (u_0 - u_1) + \rho_0 s (u_0 - u_1)^2. \quad (18)$$

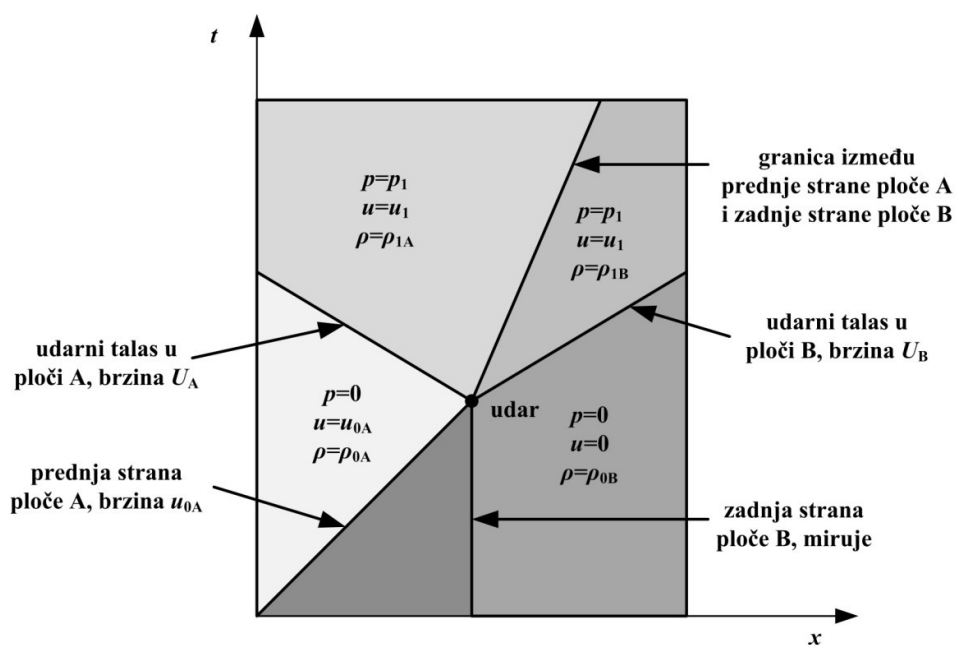
Primeri Hugoniot-ove jednačine u p - u dijagramu prikazani su na sl. 7.



Slika 7. Primeri Hugonit-ove jednačine u p - u dijagramu za različite vrednosti početne brzine materijala i različite smerove kretanja udarnog talasa

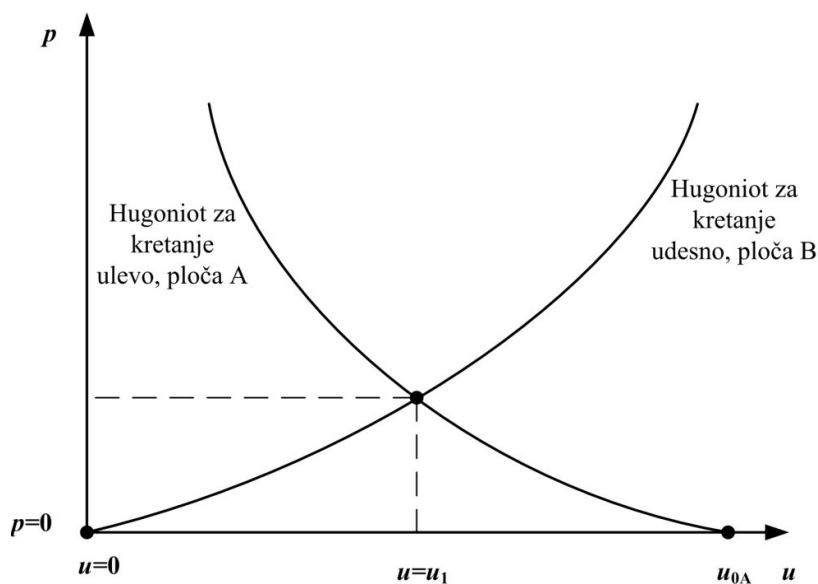
Jednačine (17) i (18) omogućavaju proračun transmisije i refleksije udarnih talasa na granici dva materijala sa različitim impendansama.

Treći značajan način prezentacije prostiranja udarnih talasa predstavljaju t - x dijagrami. Na sl. 8 dat je primer t - x dijagrama za slučaj udara ploče A koja se kreće velikom brzinom u ploču B koja miruje. Primećujemo da su nagibi pravih jednaki recipročnoj vrednosti brzina. Pri proračunu se ponovo primenjuju uslovi kompatibilnosti – pritisak i brzina materijala u okolini granične površine isti su u oba razmatrana materijala.



Slika 8. Dijagram $t-x$ za problem sudara dve ploče

Na sl. 9 predstavljen je isti problem u $p-u$ koordinatnom sistemu. Konvencionalno, usvajamo pretpostavku da je pri refleksiji Hugoniot-ova kriva u $p-u$ dijagramu simetrična izvornoj krivoj u odnosu na udarnu brzinu u_0 .



Slika 9. Problem sudara dva ploče u $p-u$ dijagramu