

EKSTREMNI TLAKI

VALENTIN ROMIH

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

Preučevanje ekstremnih tlakov je pomembno za razumevanje snovi, planetov, zvezd in njihovih lastnosti. Presemetljive napovedi teoretičnih modelov, razvitih v ta namen, sta na primer superprevodnost vodika in prosojnost natrija, kar so znanstveniki tudi eksperimentalno potrdili. Visoke tlake se lahko eksperimentalno preučuje s celico z diamantnim nakovalom, ki prinaša statične tlake do okoli 600 GPa, ali z laserskimi metodami, in sicer sunkovno ali postopno kompresijo, s katerima se lahko dosega tlake tudi do 5 TPa. Z laserji je mogoče sprožiti implozijo, ki doseže tlake nad 10–100 TPa. Pri slednjih pristopih je težja pridobitev in obdelava podatkov, saj eksperimenti trajajo le nekaj nanosekund.

EXTREME PRESSURES

Studying extreme pressures is important for understanding the interior of planets and stars. Theoretical models have long predicted the superconductivity of hydrogen and transparency of sodium at high pressures, which has been confirmed experimentally. High pressure experiments include diamond anvil cells, which can reach pressures up to around 600 GPa, and laser methods such as shock compression and ramp compression, which can reach pressures up to 5 TPa. Using lasers, implosion can be triggered, which can result in pressures above 10–100 TPa. Laser experiments last only a few nanoseconds, which makes data acquisition and analysis difficult.

1. Uvod

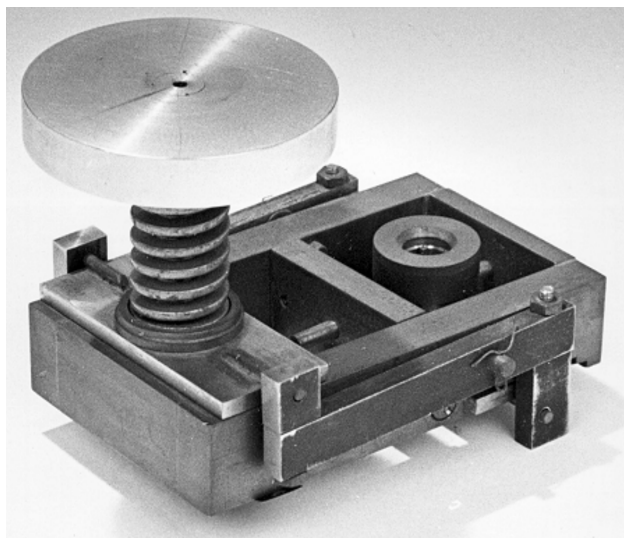
V vsakdanjem življenju se soočamo s tlaki reda velikosti 1 bar = 0.1 MPa. V vesolju so tlaki veliko bolj raznoliki, od $\approx 10^{-17}$ Pa v praznem prostoru do $\approx 10^{32}$ Pa v sredicah nevtronskih zvezd. V takšnem razponu tlakov se snov obnaša zelo različno, pri različnih tlakih se namreč pojavljajo nove faze snovi, spojine in kemijske reakcije. Vodik, ki sestavlja velik del Sonca in Jupitra, lahko postane superprevodna kovinska tekočina, natrij postane prozoren, železo superprevodno, ogljik pa se spremeni v diamant. V astronomskih modelih pomembno vlogo igra enačba stanja snovi, ki povezuje tlak, temperaturo in gostoto snovi, in navadno izhaja iz teoretičnega modela, ki bi ga želeli eksperimentalno preveriti. Ker ne moremo pogledati v Zemljino (360 GPa), Jupitrovo ($\approx$ TPa) ali Sončevo ($\approx$ EPa) sredico, je najboljši približek za preučevanje visokih tlakov laboratorij. V sredicah planetov lahko najdemo tudi visoke temperature, večje od 10^4 K. Prikladno je namesto temperature navajati termično energijo $E = k_B T$, merjeno v enotah eV; $1\text{ eV} = k_B \cdot 11606\text{ K}$. V tem članku nas bo zanimala predvsem snov, ki ima gostoto primerljivo s trdno snovjo in termične energije okoli 1–100 eV.

2. Celica z diamantnim nakovalom

2.1 Začetki preučevanja visokih tlakov

Na inštitutu NIST (National Institute of Standards and Technology v ZDA) so v petdesetih letih prejšnjega stoletja štirje znanstveniki, C. E. Weir, A. Van Valkenburg, E. R. Lippincott in E. N. Bunting, razvili celico z diamantnim nakovalom (ang. *diamond anvil cell*, DAC), ki omogoča doseganje ekstremnih tlakov. Preko ročice za vzvod, ki se vidi na sliki 1, so z vijakom močno stisnili dva diamanta z majhnima, ravno odrezanima konicama, mednju pa so dali vzorec preiskovane snovi v obliki prahu. Izkoristili so prozornost diamanta in so na vsako stran dali okence, ki je omogočilo

opazovanje vzorca. Merili so absorpcijske črte v infrardečem spektru, ki se zaradi faznih prehodov spreminjajo z višanjem tlaka v vzorcu.



Slika 1. Prvotna oblika DAC. Preko ročice za vzvod so z vijakom proizvajali veliko silo na diamanta. Na vsaki strani je okence, da so lahko vzorec opazovali [1].

Ker so diamanti zelo dragocen material, si jih laboratorij ne bi mogel privoščiti. Priskrbel jim jih je A. Van Valkenburg iz ameriške državne agencije General Services Administration. Ta agencija je namreč hranila zasežene pretihotapljene diamante in jih ponujala drugim državnim ustanovam, ki so utemeljile svojo potrebo po diamantih [1].

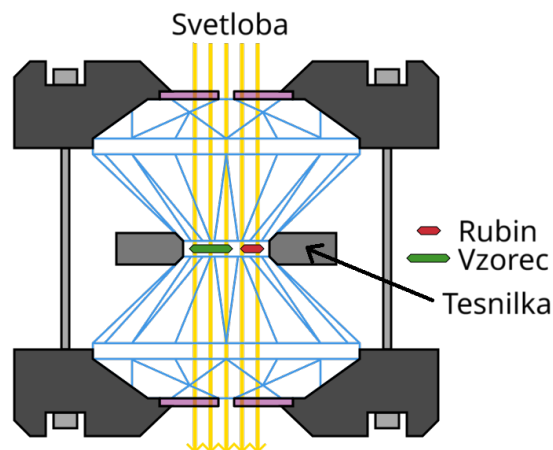
Znanstvenikom se aparatura DAC sprva ni zdela uporabna, saj niso imeli zanesljivega načina za merjenje tlaka v vzorcu. Tlak so najprej določali kot razmerje med silo in površino diamantne konice, kar pa ni bilo dovolj natančno. Natančnejša, a izjemno zamudna metoda, je bila merjenje medatomskih razdalj primesi v vzorcu z rentgenskimi žarki (rentgenskim uklonom). Primes je morala biti iz materiala, katerega enačbo stanja so dobro poznali, na primer iz natrijevega klorida. Tovrstna meritev je za en izmerek trajala tudi do petnajst ur.

Izboljšava, ki je uveljavila DAC v znanosti, je bila uporaba fluorescence. Če vzorcu dodamo material, za katerega poznamo fluorescenčni spekter v odvisnosti od tlaka, lahko z enostavno meritvijo spektra določimo tlak. Znanstveniki so ugotovili, da je dober kandidat rubin, saj ga moramo vzorcu dodati zelo malo in ima primeren spekter z izrazitimi črtami, ki se s spreminjanjem tlaka dovolj premikajo. V fluorescenčnem spektru rubina sta dve izraziti črti, ki se s tlakom premikata k daljšim valovnim dolžinam in obenem tudi širita. Natančno zvezo med tlakom in valovnim številom spektralne črte, ki se izkaže za linearno, so določili z rentgenskim uklonom z dodatkom natrijevega klorida [1]. Žal pa metoda z dodatkom rubina pri večjih tlakih in temperaturah, ki jih lahko dosežemo z drugimi metodami, odpove. Črte se namreč preveč razširijo, da bi še lahko bile uporabne [2].

2.2 Delovanje DAC

DAC je sestavljen iz dveh diamantov, med katerima je vzorec (slika 2). Premer ploskve diamanta, ki je v stiku z vzorcem, je navadno od $100\ \mu\text{m}$ do $1\ \text{mm}$. Pri visokih tlakih in majhnih stičnih ploskvah diamantov, ki so potrebne za takšne tlake, lahko pride do velikih tlačnih gradientov, ki otežujejo meritev, saj ne moremo zagotoviti, da bi bil celoten vzorec pri maksimalnem tlaku, ampak le majhen del. Premer območja, na katerem je maksimalen tlak, je obratno sorazmeren z gradientom. V najslabšem primeru je vzorec na robovih brez diamanta obdan z zrakom, ki pritiska s tlakom

1 bar. Tlačne gradiente lahko zmanjšamo tako, da zapremo območje med konicama s tesnilko, a nam to zaradi povečane disipacije sile oteži računanje tlaka na podlagi sile na zunanost. Poleg vzorca stiskamo namreč še tesnilko. Še dodatno lahko gradiente zmanjšamo z dodatkom tekočine ali mehke snovi, ki bolj enakomerno prerazporedi tlak. Seveda je to možno le v določenem območju, saj lahko tekočina kristalizira in to prednost izgubimo. Takšen eksperiment lahko traja poljubno dolgo, saj je vzorec v ravnovesnem stanju pri sobni temperaturi in se nič ne spreminja. Ker pa so zanimive tudi razmere z višjimi temperaturami, vzorec pogosto segrevamo, na primer z laserjem [2].



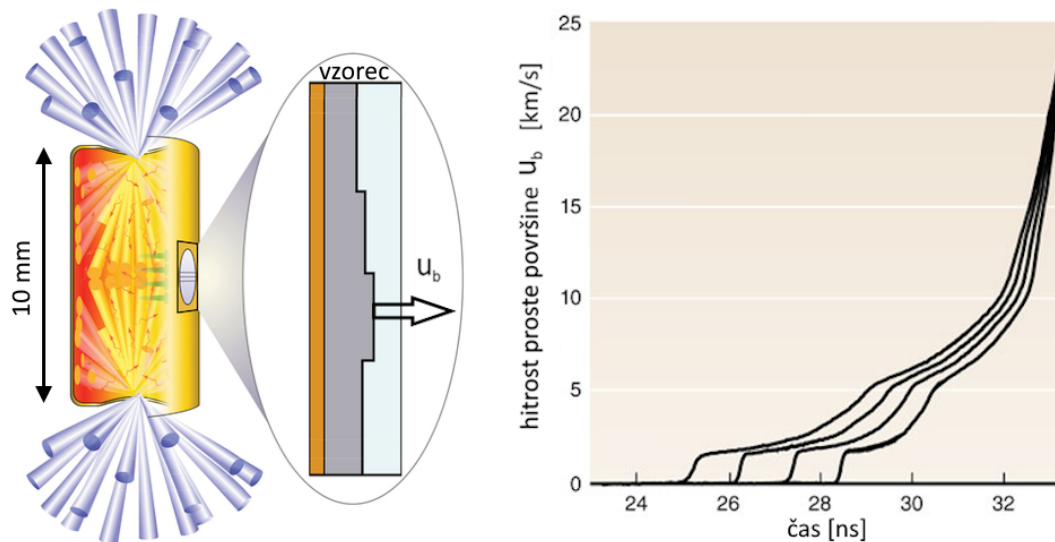
Slika 2. Shematski prikaz DAC. Med ploskvi diamantov damo vzorec in rubin. Da ne uhajata med stiskanjem, prostor med konicami zapremo s tesnilko. Ker je diamant prosojen, lahko svetloba prehaja skozi, kar omogoča opazovanje vzorca (prirejeno po [4] v skladu z licenco CC BY-SA 3.0).

S takšno celico lahko dosežemo tlake do okoli 400 GPa. Z dodatkom sekundarnih diamantov v obliki polkrogel v celico z diamantnim nakovalom ali z optimizacijo oblike konice diamanta lahko dosežemo tlake do 1 TPa [3].

3. Laserske metode

Osnovni DAC lahko doseže tlake pod 400 GPa, za višje tlake pa potrebujemo druge, dinamične metode. Najuspešnejši primer je laboratorij National Ignition Facility v centru Lawrence Livermore National Laboratory v ZDA, kjer z močnimi laserji ustvarjajo hitro povečanje tlaka. Tovrstne eksperimente ločimo glede na to, ali z laserji svetimo neposredno na vzorec ali pa svetimo na drug material z velikim vrstnim številom, ki se segreje in kot črno telo seva z visoko temperaturo na naš vzorec (slika 4). V slednjem primeru vzorec vstavimo v votlino („hohlraum“), ki je pogosto iz zlata. Votlina je skoraj popolnoma zaprta, da preprečimo uhajanje svetlobe. Vzorec se dotika diamantnega okenca v ohišju, skozi katerega lahko vzorec opazujemo. Okence ima stopničaste zareze, velike nekaj μm , da lahko spremljamo dogajanje ne samo na površini, temveč tudi pri več globinah (slika 3). Linearne dimenzije vzorcev so nekoliko večje kot pri DAC, okoli 2 mm, votlina pa ima najdaljšo stranico približno 10 mm [2, 5].

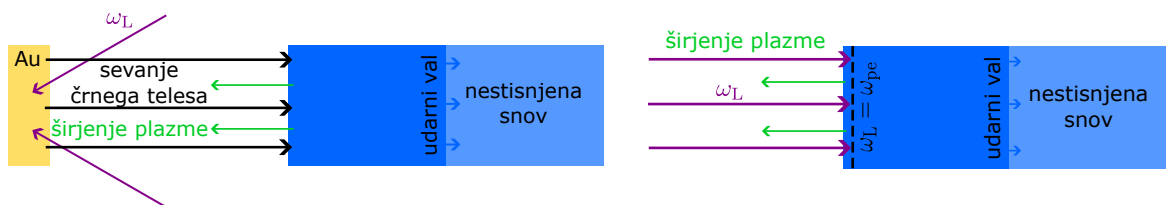
Za dinamično proizvodnjo visokega tlaka z laserji poznamo dve metodi, sunkovno in postopno kompresijo. Razlikujeta se po časovni odvisnosti intenzitete laserja in s tem hitrosti spreminjanja tlaka. Pri prvi se v vzorcu tlak povečuje sunkovito, kot ob udarnem valu, pri drugi pa postopoma, brez nastanka udarnih valov. Pri sunkovni kompresiji je laserski pulz dolg približno nanosekundo, pri postopni pa nekaj deset nanosekund [2].



Slika 3. Na levi strani je prikaz votline („hohlraum“), ki absorbira lasersko svetlobo in energijo izseva kot črno telo na vzorec. Vzorec je vgrajen v eno izmed sten in ima stopničaste zareze, da lahko opazujemo dogajanje na več globinah, kar omogoča določitev hitrosti sunka iz hitrosti površine. S hitrostnim interferometričnim sistemom (VISAR) merimo hitrost proste površine u_b . V tipičnem eksperimentu dobimo graf, ki je viden na desni strani slike. Hitrosti segajo nad 20 km/s, trajanje eksperimenta pa je okoli 10 ns (prirejeno po [6] v skladu z licenco CC BY-NC-SA 4.0).

3.1 Ustvarjanje tlaka

Ko na vzorec (posredno ali neposredno) posvetimo z visoko intenziteto, se lokalno material (vzorec ali druga snov, imenovana ablator) segreje, uplini in ionizira. Posledično se širi v prazen prostor, torej stran od vzorca, kar ustvari tako imenovani ablacijski tlak (slika 4). Fizikalno je to analogno raketi, ki si povečuje gibalno količino s curkom izgorelega goriva. Natančen izračun nastalega tlaka je precej zahteven, a vendar lahko bistvene sorazmernosti ocenimo z ohranitvijo energije. Čeprav so vzorci milimetrski, predpostavimo, da je dogajanje enodimenzionalno, torej se ravninski udarni val širi le v eno smer. Energijski tok vpadne svetlobe mora biti enak mehanskemu delu nastale plazme: $p_{abl} v_{pl} = j_L$, kjer p_{abl} označuje ablacijski tlak, v_{pl} hitrost širjenja plazme in j_L gostoto energijskega toka laserja. Elektroni, ki imajo nekajkratno termično hitrost, prevladujejo pri prenosu toplote, zato za v_{pl} vzamemo termično hitrost elektronov $v_{th} = \sqrt{3k_B T_e / m_e}$, pri čemer T_e in m_e označujeta temperaturo in maso elektronov. Energija se absorbira, kjer je izpolnjen resonančni pogoj $\omega_L = \omega_{pe}$,



Slika 4. Na levi strani je shema neposrednega obsevanja, na desni pa posrednega. Pri neposrednem obsevanju laserska svetloba segreje, uplini in ionizira površino vzorca, kjer je izpolnjen resonančni pogoj. Plazma se širi stran od vzorca in ustvari t. i. ablacijski tlak na vzorec. Pri posrednem obsevanju laser sveti na stene votline, ki nato sevajo kot črno telo na vzorec. Sevanje črnega telesa povzroči ablacijski tlak enako kot laserska svetloba pri neposrednem obsevanju.

pri čemer je ω_L frekvenca laserja in ω_{pe} plazemska frekvenca. Širjenje svetlobe v plazmi opisuje vrednost dielektričnosti plazme, ki je $\epsilon = 1 - \omega_L^2/\omega_{pe}^2$, kjer je $\omega_{pe}^2 = 4\pi e_0^2 n_e/m_e$ in n_e označuje številsko gostoto elektronov. Ko je $\epsilon < 0$, se svetloba v plazmi eksponentno duši, ko je $\epsilon = 0$, se absorbira na površini, ko je $\epsilon > 0$, pa se svetloba ravna po lomnem zakonu in prehaja skozi plazmo. Tlak v plazmi je približno sorazmeren s temperaturo in številsko gostoto delcev, kot smo navajeni iz plinske enačbe. Če vse odvisnosti združimo, dobimo:

$$p_{abl} \propto n_e T_e \propto n_e (j_L/n_e)^{2/3} \propto n_e (j_L/\omega_L^2)^{2/3} \propto (j_L \omega_L)^{2/3}. \quad (1)$$

Za posredno osvetljevanje vzorca je račun nekoliko drugačen; namesto termične hitrosti pri prenosu toplote upoštevamo hitrost zvoka v nastali plazmi, ki ima temperaturo enako temperaturi sevanja T_{sev} . Predpostavili smo torej termično ravnovesje med plazmo in sevanjem. Hitrost zvoka namreč določa, kako hitro se motnje v plazmi širijo. Hitrost zvoka je sorazmerna z obratno vrednostjo korena temperature, po Stefan-Boltzmannovem zakonu pa je gostota energijskega toka sorazmerna s četrto potenco temperature. Od tod ocenimo

$$p_{abl} \propto T_{sev}^{7/2}, \quad (2)$$

a to ni zelo natančno. Za obe vrsti poskusov se lahko v nastali plazmi vzbudi resonančno nihanje, ki absorbira velik del energije na kraju, kjer tega nočemo. Prav tako se v resnici plazma širi drugače kot idealni plin, kajti delci v gosti plazmi močno vplivajo drug na drugega z električno silo, kar opisuje nelinearna difuzijska enačba. Difuzijska konstanta je namreč odvisna od gostote delcev. Upoštevati moramo, da se ne absorbira vsa energija laserja, kjer je resonančni pogoj izpolnjen, ampak tudi drugod, za kar so potrebne numerične simulacije ali meritve absorpcijskega spektra plazme, te pa so težavne, saj je težko ustvariti enakomerna tlak in temperaturo. Ena preprosteje rešljiva težava je tudi ta, da ne vemo točno, koliko svetlobe izsevajo stene votline, zato moramo to izmeriti skozi luknje v njih [7, 8].

3.2 Določitev enačbe stanja iz meritev

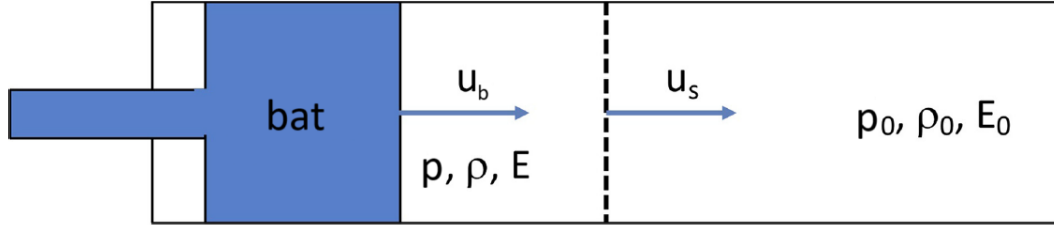
Pri eksperimentih ni mogoče meriti tlaka z manometrom, temperature s termometrom in volumna hkrati, zato moramo do enačbe stanja priti drugače. Najprej bom obravnaval račun za sunkovno kompresijo. Ker se snov segreje in navadno obnaša kot tekočina ali pa se zares utekočini, za račun uporabimo hidrodinamski pristop.

Udarni val je meja, ki ima na eni strani delce z nadzvočno hitrostjo in na drugi s podzvočno. Ko v snovi naredimo udarni val, se po njej začne širiti skokovita sprememba gostote, temperature in tlaka. Na začetku ima snov dane vrednosti tlaka, gostote in energijske gostote, p_0 , ρ_0 in E_0 , po sunku pa vrednosti p , ρ in E . Premik bata s hitrostjo u_b (slika 5) proizvede sunek. Bat torej pomeni vir sunka; v poskusu je to lahko tudi laser ali pa izstrelek. Udarni val oziroma sunek se širi po snovi s hitrostjo u_s . Sunek sile, ki ga bat dovede snovi v času Δt , se prenese na snov, oddaljeno od bata za $u_s \Delta t$. Snov, ki jo je motnja dosegla, se začne gibati s hitrostjo u_b , zato ohranitev gibalne količine $(p - p_0) \Delta t = \rho_0 u_b u_s \Delta t$ pove odnos med nastalim tlakom in hitrostmi sunka in bata:

$$p = p_0 + \rho_0 u_b u_s. \quad (3)$$

V delu vzorca, prizadetem po času Δt , se ohrani masa na enoto ploščine, $\rho_0 u_s \Delta t = \rho(u_s - u_b) \Delta t$, kjer lahko pokrajšamo Δt in dobimo

$$\rho_0 u_s = \rho(u_s - u_b). \quad (4)$$



Slika 5. Shematski prikaz udarnega vala. Bat, ki pomeni vir sunka, se premika s hitrostjo u_b , sunek pa se širi s hitrostjo u_s . Po sunku se gostota, tlak in temperatura oziroma notranja energija spremenijo.

Pri takšnem sunku je bat opravil delo, preračunano na ploščino bata S , $p\Delta V/S = pu_b\Delta t$. Dodana energija se pretvori v kinetično premikajočega se dela snovi in v notranjo energijo [2]:

$$pu_b = \rho_0 u_s \left[E - E_0 + \frac{u_b^2}{2} \right]. \quad (5)$$

Enačbe (3), (4) in (5) lahko za idealen plin izrazimo v obliki

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (M^2 - 1), \quad (6)$$

$$\rho_0 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \right) = \frac{2}{\kappa + 1} \left(\frac{1}{M^2} - 1 \right), \quad (7)$$

$$\frac{u_b}{c_0} = \frac{2}{\kappa + 1} \frac{M^2 - 1}{M}, \quad (8)$$

kjer $M = u_s/c_0$ označuje Machovo število sunka, $\kappa = c_p/c_v$ pa razmerje specifičnih toplot pri konstantnem tlaku in konstantnem volumnu. V limiti močnega sunka, $M \gg 1$, lahko enačbe poenostavimo v obliko

$$p = \frac{2}{\kappa + 1} \rho_0 u_s^2, \quad (9)$$

$$\rho = \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \rho_0, \quad (10)$$

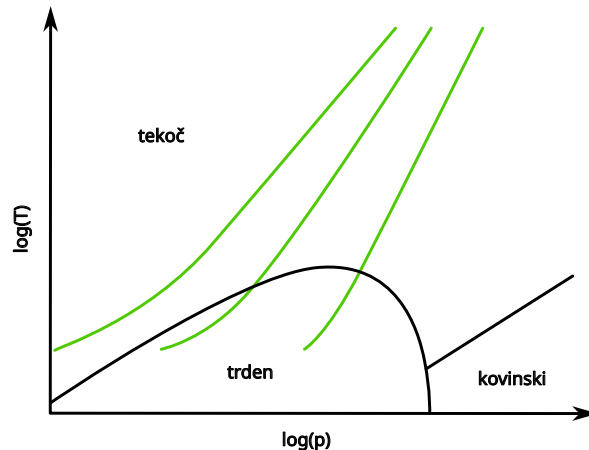
$$u_b = \frac{2}{\kappa + 1} u_s. \quad (11)$$

V enačbah (9), (10), (11) lahko opazimo, da z močnejšim sunkom lahko dosežemo poljubne tlake in notranje energije (seveda ne neodvisno), gostota pa se ne spreminja [7].

Iz enačb (3), (4) in (5) ter poznavanja začetnih pogojev lahko izračunamo vse količine, če izmerimo dve. V eksperimentalni postavitvi, prikazani na sliki 3, je mogoče izmeriti u_b in u_s s hitrostnim interferometričnim sistemom (ang. *velocity interferometer system for any reflector*, VISAR). Stopničke na vzorcu omogočajo meritev u_s , saj vidimo, kako se širi sprememba hitrosti po snovi, VISAR sam pa lahko meri u_b . Na sliki 3 veje grafa prikazujejo hitrosti na posameznih stopničkih. Pomembno je poudariti, da četudi poznamo notranjo energijo snovi, brez dodatnih meritev ne poznamo njene temperature. Ločeno moremo določiti še toplotno kapaciteto in latentno toploto pri faznih prehodih. Namesto tega lahko neposredno merimo temperaturo, a je ta meritev toliko zahtevnejša, kolikor hladnejši je vzorec, saj hladnejši vzorec manj izseva in v njem za meritev uporabni kvantnomehanski ter termični pojavi potekajo redkeje.

Pri sunkovni kompresiji imamo pri danih začetnih pogojih le en prost parameter – hitrost bata. Hitrost udarnega vala u_s je namreč določena iz u_b , torej poznamo dve količini in posledično so

vse druge določene. Eksperimentu z enim udarnim valom pri enakih začetnih pogojih je torej na voljo le določen del faznega prostora. Opišemo ga lahko namreč kot krivuljo v prostoru (p, T, ρ) . Če želimo preveriti večji del, moramo izvesti več eksperimentov z različnimi začetnimi pogoji. Te lahko spremenimo tako, da vzorec najprej stisnemo z DAC in šele nato izvajamo poskus s sunkovno ali postopno kompresijo. Dosegljiv prostor pri treh različnih začetnih tlakih za vodik je prikazan na sliki 6. Ker je z enim udarnim valom gostota omejena (enačba (10)), lahko za večje gostote uporabimo več sunkov [2].



Slika 6. Shematski fazni diagram vodika. Zelene črte označujejo del, ki ga lahko dosežemo s sunkovno kompresijo pri treh različnih začetnih tlakih. Z različnimi začetnimi pogoji dosežemo večji del faznega prostora, a nam še vedno velik del ni dostopen, predvsem pri visokih tlakih in nizkih temperaturah.

Tudi če spreminjamo začetne pogoje, ne moremo doseči vseh točk v faznem prostoru, saj v snov kratko malo dovedemo preveč energije in entropije. Sprememba entropije zaradi dovolj šibkega udarnega vala je sorazmerna s tretjo potenco spremembe tlaka $\Delta S \propto (p - p_0)^3$ [2]. Če torej namesto enega sunka naredimo na primer dva manjša, vsak od njiju pa poveča tlak za polovico, bo sprememba entropije znašala le četrtno prejšnje vrednosti. Če naredimo veliko infinitezimalnih sunkov, se entropija ne spremeni, in na ta način lahko dosežemo dosti nižje temperature pri istem tlaku. Na tem načelu temelji metoda postopne kompresije, s katero dosežemo nižje temperature in višje tlake, ker vzorec stiskamo počasneje, brez nastanka udarnih valov. To nam doda še en način, da razširimo dosegljivo območje, še dodatno pa lahko sunkovno in postopno kompresijo tudi kombiniramo.

Če preučujemo plazmo ali tekočine, sta nam na voljo obe laserski metodi. Za preučevanje trdnih snovi pa smo pri višjih tlakih omejeni na postopno kompresijo, saj se pri sunkovni kompresiji pri višjih tlakih snov preveč segreje in posledično stali. Čas meritve je izredno kratek, kar povzroča težave pri preučevanju na primer temperature, ki je ni mogoče zanesljivo meriti v območju okoli ≈ 1 eV. Prav tako je težavna določitev kristalne strukture z rentgenskim uklonom v tako kratkem času. Zato kljub napovedim več faznih prehodov diamanta (ogljika) ti še niso bili potrjeni pri tlakih, višjih od 1 TPa [7].

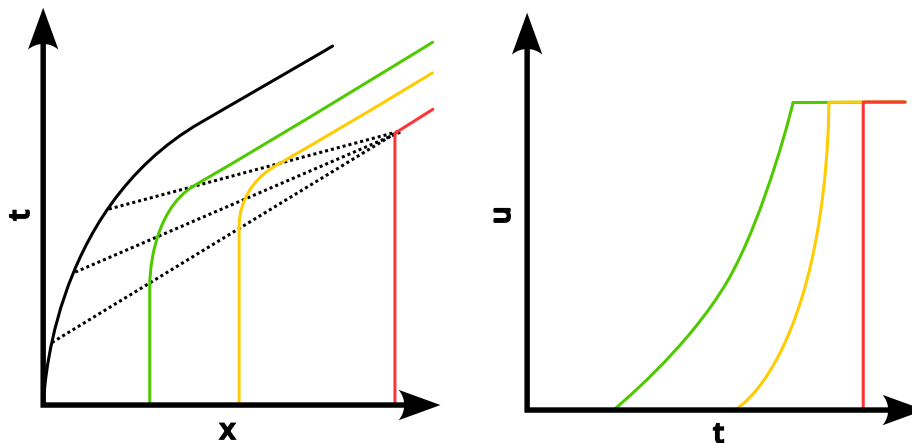
3.3 Merjenje temperature pri ekstremnih tlakih

Temperature pri sunkovni in postopni kompresiji ne moremo meriti s termometrom, saj bi termometer morali izpostavljati visokim tlakom in udarnim valom. Tudi če bi naredili dovolj robustnega, bi moral biti zelo majhen, da ne bi prevzel preveč energije in vplival na temperaturo vzorca. Četudi bi bil dovolj majhen, bi moral izmenjevat toploto z vzorcem, kar ima navadno karakteristične čase večje od karakterističnih časov eksperimenta (ns).

Namesto termometra se uporablja dejstvo, da vroča telesa sevajo znatno količino svetlobe, ali drugi kvantnomehanski in termodinamski pojavi. Po Stefan-Boltzmannovem zakonu je gostota energijskega toka sorazmerna s četrto potenco temperature, $j \propto T^4$. Uporabimo lahko tudi Wienov zakon, ki pravi, da je valovna dolžina, pri kateri telo najbolj sveti, obratno sorazmerna s temperaturo $\lambda_{\text{maks}} \propto T^{-1}$. A ker se spremembe dogajajo zelo hitro, potrebujemo časovno natančne detektorje in spektrometre [2].

3.4 Nestabilnost postopne kompresije

Pri postopni kompresiji si prizadevamo višati tlak tako počasi, da ne pride do udarnih valov, saj ti vzorec čezmerno grejejo. A četudi vzorec stiskamo počasi, se lahko ustvari udarni val. Ko rahlo povečamo tlak v snovi, se ta motnja širi naprej po snovi s hitrostjo zvoka. Ta narašča z večanjem tlaka, zato lahko kasnejše motnje (spremembe tlaka) dohitijo prejšnje, kar povzroči nastanek udarnega vala. Poglejmo si problem s stališča karakteristik. To so krivulje v prostoru (x, t) , po katerih potuje motnja. Če je hitrost zvoka v snovi c konstantna, so karakteristike vzporedne premice z naklonom $1/c$. Če se c spreminja, pa imajo premice različne naklone (slika 7) in se lahko sekajo. Ko se to zgodi, pride do udarnega vala. Bolj ko se namreč karakteristike zgoščajo, hitreje se povečuje tlak danemu koščku snovi, in ko se sekajo, se tlak in hitrost delcev povečata v hipu, kar imenujemo udarni val. Opisana nestabilnost pomeni tehnološki izziv, saj mora biti (za uspešen poskus) časovna odvisnost intenzitete laserja skrbno načrtovana in nadzorovana [10].



Slika 7. Nastanek udarnih valov pri postopnem večanju tlaka. Črna krivulja je gibanje bata, barvne krivulje pa predstavljajo gibanje treh izbranih snovnih delcev. Na levi vidimo karakteristike v snovi. Bolj ko se zgoščajo karakteristike, hitreje se povečujeta tlak in hitrost delcev, kar prikazuje desni graf.

3.5 Konvergentni udarni valovi in implozija

Enačbe, ki smo jih izpeljali pri sunkovni kompresiji, veljajo za planarni udarni val in napovedo omejeno spremembo gostote (enačba (10)). Za tekočino z razmerjem specifičnih toplot $\kappa = \frac{7}{5}$ se gostota poveča približno šestkrat. Večje tlake je mogoče doseči z več sunki ali z njihovo superpozicijo. Suneč, sprožen iz vseh smeri naenkrat na površju krogelnega vzorca, se širi proti središču krogle. Površina udarnega vala se krči, zaradi česar se udarni val proti sredini pospešuje (u_s se povečuje), in udarni tlak narašča. Ko udarni val prečka sredino in se začne širiti navzven, je gostota v sredini več kot stokrat večja kot na začetku. Teoretično je s tem postopkom možno doseči tlake nad 10–100 TPa.

Pri še višjih tlakih postane zanimiva fuzija. Zanj je potrebno za zadosten čas zadržati vodik in deuterij pri visokem tlaku in visoki temperaturi (za vžig je potrebna termična energija 4.3 keV).

Te tlake dosežemo z implozijo. Vodik in devterij zapremo v kapsulo iz nekega drugega materiala. Ko nanjo pritiska visok tlak iz vseh smeri, se začne pospeševati proti notranjosti (hitrosti dosežejo stotine km/s). Dobljena kinetična energija se pretvori v notranjo energijo in tlak se zaradi stiskanja poveča. Za uspeh eksperimenta je ključna simetrija stiskanja, saj lahko tekočina v notranjosti zaradi nestabilnosti uniči ali poškoduje kapsulo. Vmešavanje nečistoč v gorivo namreč oteži vžig [7].

4. Obnašanje snovi pri ekstremno visokih tlakih

Pri tlakih, primerljivih z gostoto kemijske vezavne energije, se gostota nekajkrat poveča in se spremenijo atomska struktura in druge lastnosti. Na primer za vezavne energije ≈ 1 eV in medatomske razdalje ≈ 1 nm je energijska gostota ≈ 50 GPa, kar je eksperimentalno povsem dosegljivo. Pride lahko do prosojnosti ali superprevodnosti pri zelo visokih temperaturah.

Natrij, denimo, preide iz telesno centrirane kubične osnovne celice preko več faz v telesno centrirano tetragonalno celico pri tlakih nad 200 GPa. Pri tako visokih tlakih se začnejo prekrivati notranje elektronske lupine in prosti elektroni se ujamejo v prostorčke med atomi ter tako postanejo vezani. Ker so za optične lastnosti kovin odgovorni prosti elektroni, se z vezavo teh elektronov natrij spremeni v prozorno snov, kar so pokazali tudi eksperimentalno [11].

Napovedi, da ima vodik kovinsko fazo pri zadostnih tlakih, so stare že približno 90 let. Pri visokih tlakih ali temperaturah molekule vodika disociirajo, elektroni, ki so sicer ujeti v vezeh, se lahko prosto gibljejo (shematski fazni diagram na sliki 6). Vodik zato dobi kovinske lastnosti. V laboratoriju sta Ranga P. Dias in Isaac F. Silvera leta 2017 ustvarila kovinski vodik pri 495 GPa in okoli 15 K [12]. Ali je bil v trdnem stanju, ni bilo mogoče preveriti eksperimentalno, lahko bi bil tudi kapljevinast. Teoretični modeli napovedujejo, da je pri teh razmerah vodik trden. Izmerila sta odbojnost svetlobe, ki je bila okoli 0.9 za več valovnih dolžin, uporabila Drudejev model in dobila plazemsko frekvenco in karakteristični čas, primerljiva z drugimi kovinami. Tudi visoka odbojnost vodika nakazuje njegov kovinski značaj.

Meritev nista izvedla v širšem območju tlaka in valovnih dolžin, saj ju je skrbelo, da se bo diamant strl. Tlak in posledično tudi napetosti v diamantu so visoki in lahko povzročijo njegovo uničenje, zaradi difuzije vodika vanj se njegova trdnost še dodatno zmanjša. Uporabila sta veliko izboljšav, kot sta na primer aluminijeva prevleka, ki zmanjša difuzijo vodika, in žarjenje diamanta, ki zmanjša notranje napetosti. Uporabljala sta le laserje z nizko jakostjo in dolgimi valovnimi dolžinami, saj so močnejši laserji v preteklosti že povzročili strtje diamanta ali prehod v grafit (diamant je metastabilen) [12].

5. Zaključek

Področje ekstremnih tlakov je eksperimentalno močno napredovalo v zadnjih desetletjih. Od začetka v 50. in 60. letih, ko so dosegali tlake okoli 200 GPa, so danes dosegljivi statični tlaki do 1 TPa in dinamični do 5 TPa. Poskusi omogočajo preverjanje teoretičnih modelov in potencialno razvoj novih materialov. Čeprav sem se osredotočil na monokromatski laser za vir tlaka, obstajajo tudi druge metode. Laser lahko nadomestimo z rentgenskim ali ionskim izvorom. Visok tlak lahko proizvedemo tudi z izstrelkom, ki ga pospešimo z eksplozijo, pištolo na plin ali z magneti. V prihodnosti laboratoriji ciljajo na še višje tlake, nad 10 TPa, kar bi omogočilo preučevanje snovi pri še ekstremnejših pogojih in napredek k fuziji za proizvodnjo energije.

LITERATURA

- [1] G. Piermarini in S. Block, *The Diamond Anvil Pressure Cell*, Natl. Inst. Stand. Technol. Spec. Publ. **958** (2001), 100.
- [2] D. Riley, *Warm Dense Matter: Laboratory Generation and Diagnosis*, IOP Publishing, 2021.

- [3] A. Dewaele, P. Loubeyre, F. Occelli, O. Marie in M. Mezouar, *Toroidal diamond anvil cell for detailed measurements under extreme static pressures*, Nat. Commun. **9** (2018), 1.
- [4] Wikimedia Commons, uporabnik Tobias1984, *Diamond Anvil Cell – Cross Section*, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Diamond_Anvil_Cell_-_Cross_Section.svg, dostopano: 16.01.2025.
- [5] R. F. Smith in sod., *Ramp compression of diamond to five terapascals*, Nature **511** (2014), 330.
- [6] LLNL, *Gently Compressing Materials to Record Levels*, Science and Technology Review (september 2019).
- [7] O. A. Hurricane in M. C. Herrmann, *High-energy-density physics at the National Ignition Facility*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **67** (2017), 213.
- [8] A. Sadighi in D. D. Ganji, *Exact solutions of nonlinear diffusion equations by variational iteration method*, Computers & Mathematics with Applications **54** (2007), 7–8.
- [9] J. H. Eggert in sod., *Shock experiments on pre-compressed fluid helium*, AIP Conference Proceedings **1161** (2009), 26.
- [10] D. E. Fratanduono in sod., *Establishing gold and platinum standards to 1 terapascal using shockless compression*, Science **372** (2021), 1063.
- [11] Y. Ma in sod., *Transparent dense sodium*, Nature **458** (2009), 182.
- [12] R. P. Dias in I. F. Silvera, *Observation of the Wigner-Huntington transition to metallic hydrogen*, Science **355** (2017), 715.