

ATOMSKI INTERFEROMETER

JANEZ STRNAD

Fakulteta za matematiko in fiziko

Univerza v Ljubljani

PACS: 32.80.Pj, 07.60.Ly

Atomski interferometri uporabljajo valovanje, ki ga priredimo delcem, kot starejši interferometri uporabljajo svetlobo. Članek opiše pojave, na katerih so osnovani atomski interferometri z gručami hladnih alkalijskih atomov, in natančna merjenja z njimi.

ATOM INTERFEROMETER

Atom interferometers use waves, attributed to particles, as older interferometers use light. In the article phenomena are described on which atom interferometers with clouds of cold alkali atoms are based as well as precise measurements with them.

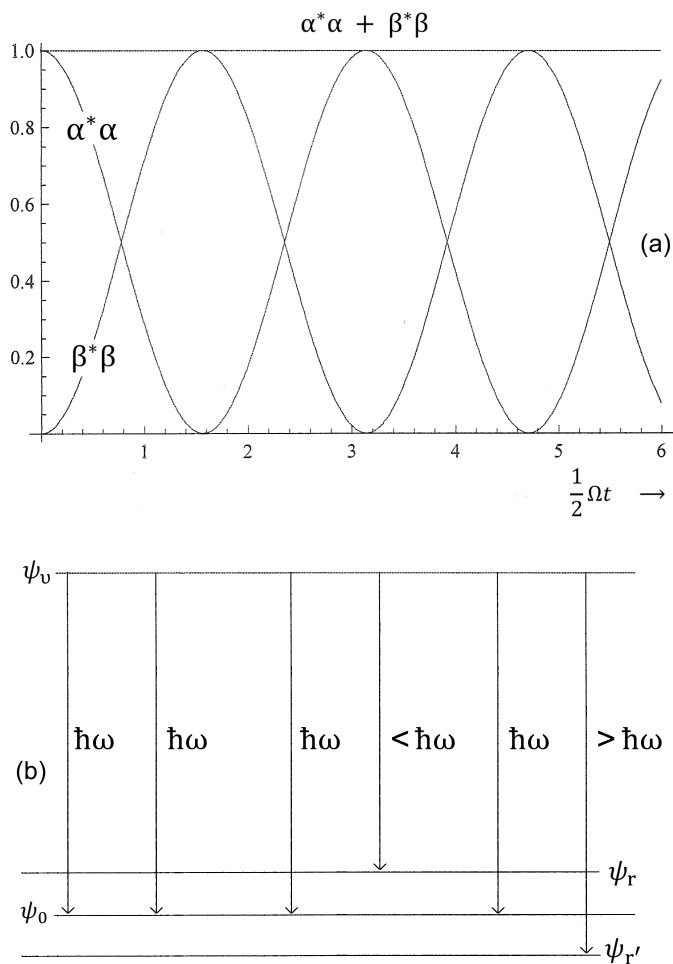
Interferenčni poskusi s curki delcev, pri katerih delci kažejo lastnosti valovanja, zbujaajo pozornost, odkar so pred petinosemdesetimi leti izvedli prvi poskus z elektroni. Odtlej so naredili take poskuse s številnimi delci od nevtronov in atomov do molekul z veliko maso. Valovanje, ki ga opiše kvantnomehانيčna valovna funkcija, se ukloni na atomih v kristalu, umetnih mrežicah ali stoječem elektromagnetnem valovanju. Že nekaj časa uporabljajo to valovanje v interferometrih.

Interferometri s svetlobo

Interferometri s svetlobo so v rabi veliko dlje. Tak interferometer ima izvir, naprave, ki valovanje razdelijo na delna valovanja in jih vodijo po različnih poteh, ter sprejemnik za zaznavanje interferenčne slike. Kot izvir v zadnjem času navadno uporabimo laser, ki seva enobarvno svetlobo. Valovanje razdelimo na delna valovanja na primer z uklonsko mrežico ali s polprepustno ploščico. Delna valovanja, ki potujejo po različnih poteh, na primer z zrcali ali lečami sestavimo in opazujemo interferenčne proge. Vzemimo, da valovanje razdelimo na dve delni valovanji, od katerih prvo prepotuje razdaljo z_1 in drugo razdaljo z_2 . K jakosti električnega polja v valovanju, v katero se delni valovanji sestavita, v danem trenutku prispevata obe delni valovanji:

$$E = E_0 \exp(ikz_1) + E_0 \exp(ikz_2) = E_0 \exp(ikz_1)(1 + \exp(i\phi)). \quad (1)$$

Atomski interferometer



Slika 1. Rabijsve oscilacije v sistemu z dvema stanjema (a) in prehodi med stanji pri Ramanovem pojavu (b).

Gostota energijskega toka v sestavljenem valovanju je sorazmerna z:

$$E^* E = 2E_0^2(1 + \cos \phi) \quad (2)$$

in kaže značilne interferenčne proge. Pri tem je $k = 2\pi/\lambda$ velikost valovnega vektorja, λ valovna dolžina in $\phi = k(z_2 - z_1) = 2\pi(z_2 - z_1)/\lambda$ fazna razlika.

Rabijevo nihanje

Svetloba sodeluje z atomi. Njihovo stanje opišemo z lastnimi energijami in lastnimi valovnimi funkcijami. Omejimo se na dve stanji, na osnovno stanje z energijo W_0 in valovno funkcijo ψ_0 ter prvo vzbujeno stanje z energijo W_1 in valovno funkcijo ψ_1 . Razliki energij $W_1 - W_0 = \hbar\omega_{01}$ ustrežata krožna frekvenca ω_{01} in frekvenca $\nu_{01} = \omega_{01}/(2\pi)$. Električno polje v valovanju deluje na atom. V *polklasičnem približku* atome obravnavamo kvantno, svetlobo pa klasično.¹ Delovanje jakosti električnega polja $\vec{E}$ na atom zajamemo z energijo električnega dipola $\vec{p} = e\vec{r}$ v polju: $\vec{p} \cdot \vec{E}$. Atom v osnovnem stanju ψ_0 iz valovanja absorbira energijo $\hbar\omega_{01}$ in preide v prvo vzbujeno stanje. Prehod opišemo s sestavljenim stanjem $\alpha(t)\psi_0 + \beta(t)\psi_1$. Verjetnost $\alpha^*\alpha$, da naletimo na atom v osnovnem stanju, najprej s časom pojema, verjetnost $\beta^*\beta$, da naletimo na atom v prvem vzbujenem stanju, pa narašča. Atom v prvem vzbujenem stanju v valovanju stimulirano seva in iz prvega vzbujenega stanja preide v osnovno stanje. Potem atom zopet absorbira, zopet seva, in igra se ponavlja (slika 1a). Verjetnosti se spreminjata periodično:

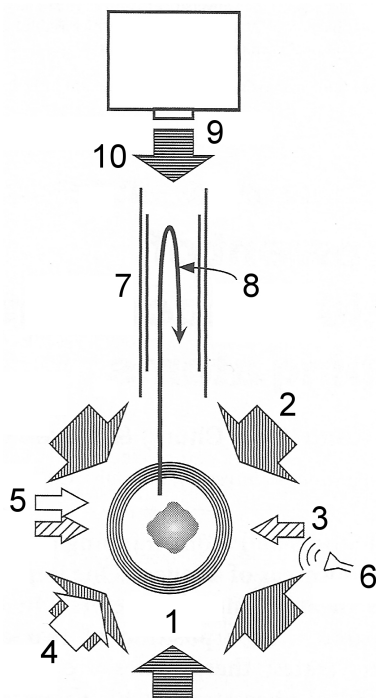
$$\alpha^*\alpha = \cos^2 \frac{1}{2}\Omega t \quad \text{in} \quad \beta^*\beta = \sin^2 \frac{1}{2}\Omega t, \quad \frac{1}{2}\Omega = \vec{p}_{01} \cdot \vec{E}_0/\hbar. \quad (3)$$

To so *Rabijeve oscilacije*.² Pojav spominja na nihanje sklopljenih nihalo, pri katerem najprej niha samo prvo nihalo, nato začne nihati drugo nihalo, prvo pa niha vse šibkeje, in igra se ponavlja. *Rabijeva krožna frekvenca* Ω meri vpliv električnega polja z amplitudo $\vec{E}_0$ na atom. Pri tem je $\vec{p}_{01} = \int \psi_1^* \vec{p} \psi_0 d^3r$ *matrični element* električnega dipolnega momenta za prehod med stanjema. Z laserskim sunkom, s katerim obsevamo atom, je mogoče vplivati na stanje atoma. Tako na primer lahko dosežemo, da je atom po obsevanju v sestavljenem stanju z $\alpha = \beta$.

¹Tako se izognemo kvantni elektrodinamiki. Pri tem bi se morali odpovedati pojmu fotona. Vendar tudi v polklasičnem približku omenjajo fotone. S tem mislijo le na energijo, ki jo seva ali absorbira atom.

²Isidor Isaac Rabi (1898–1988) je dobil Nobelovo nagrado za fiziko leta 1944 za merjenja s curki atomov.

Atomski interferometer

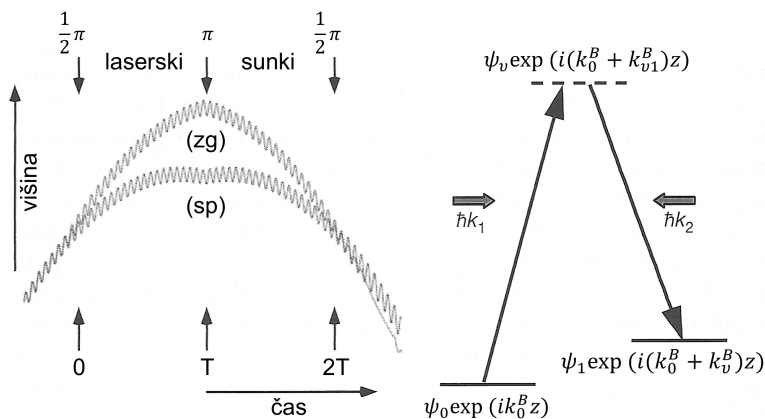


Slika 2. Shematična risba glavnih sestavnih delov interferometra z atomi cezija [3, 4]. 1 tuljavi magneto-optične pasti, 2 para laserjev magneto-optične pasti, 3 merilna laserja, 4 laser, s katerim spravijo atome v zeleno stanje, 5 laser, katerega curek odpihne atome v nepravem stanju, 6 mikrovvalovi, 7 magnetna zaščita, 8 gruče cezijeveh atomov, 9 zrcalo, ki niha v navpični smeri, 10 odbiti laserski curek.

Ramanov pojav

Pri *Ramanovem pojavu*³ molekule obsevamo z enobarvnim valovanjem s krožno frekvenco ω . Molekule so v stanju ψ_o ali v bližnjem nihajnem ali vrtilnem stanju ψ_r z malo večjo ali v stanju $\psi_{r'}$ z malo manjšo energijo. Svetloba se na molekulah prožno sipa, tako da ima sipana svetloba enako krožno frekvenco kot vpadna. Pri takem sipanju molekula energijo iz valovanja absorbira, preide v vzbujeno stanje ψ_v , nato energijo izseva in se vrne v začetno stanje. Pri tem je ψ_v *virtualno stanje*, v katerem molekula preživi zelo kratek čas, in ne njeno lastno stanje. Tako Ramanov pojav ni vezan na

³Pojav je leta 1923 napovedal Adolf Smekal, odkril pa ga je leta 1928 Chandrasekhara Venkata Raman (1888–1970). Za odkritje je Raman dobil Nobelovo nagrado za fiziko leta 1930.



Slika 3. Pregledna risba glavnih prehodov atoma cezija v interferometru. Valoviti črti nakazujeta fazo v laserskem curku na obeh poteh delnih valovnih funkcij. Laserska sunka $\frac{1}{2}\pi$ delujeta kot polprepustna ploščica, laserski sunek π pa kot zrcalo (levo). Ramanova prehoda med stanjema $\psi_0 \exp(ik_0^B z)$ in $\psi_1 \exp(i(k_0^B + k_v^B) z)$ potekata prek virtualnega vzbujenega stanja $\psi_v \exp(i(k_0^B + k_{v1}^B) z)$ (desno) [7].

resonanco.

V redkih primerih, denimo v enem primeru na sto milijard, molekula iz virtualnega vzbujenega stanja s sevanjem ne preide v stanje ψ_o , ampak v stanje ψ_r z večjo energijo. Tedaj seva valovanje z manjšo krožno frekvenco. V spektru se poleg izrazite črte s frekvenco vpadne svetlobe pojavi šibka črta, premaknjena proti rdečemu delu (slika 1b). V drugem primeru molekula z absorpcijo preide v virtualno stanje in iz njega s sevanjem v stanje ψ_r z manjšo energijo od začetnega stanja. V tem primeru seva valovanje z večjo krožno frekvenco. V spektru se pojavi šibka črta, premaknjena proti modremu delu. Ramanov pojav je pomemben v kemiji. Spekter, ki nastane, ko spreminjamo krožno frekvenco vpadne svetlobe, razkrije zgradbo molekule.

Pri *stimuliranem Ramanovem sevanju* Ramanovemu pojavu sledi stimulirano sevanje. Najprej atom, ki ima v smeri curka gibalno količino $\hbar k_0^B$, v stanju $\psi_0 \exp(ik_0^B z)$ iz laserskega curka absorbira energijo $\hbar \omega_{v1} = c \hbar k_{v1}$, prevzame gibalno količino $\hbar k_{v1}^B$ in preide v stanje $\psi_v \exp(i(k_0^B + k_{v1}^B) z)$. Prvi faktor valovne funkcije opiše notranje stanje atoma, eksponentni faktor pa gibanje atoma kot celote. Zaradi preglednosti količine, ki zadevajo atom, se pravi valovno funkcijo ali tako imenovano Broglievo valovanje, opremimo z znakom B . Ko atom prevzame gibalno količino sevanja, je $k_{v1} = k_{v1}^B$. Drugi

laserski curek je usmerjen v nasprotno smer kot prvi. S stimuliranim sevanjem atom izseva energijo $\hbar\omega_{v2} = c\hbar k_{v2}$, prevzame odzivno gibalno količino $-\hbar k_{v2}^B$ in preide v stanje $\psi_1 \exp(i(k_0^B + k_v^B)z)$ s $k_v^B = k_{v1}^B + k_{v2}^B$. Gibanje atomov smo opisali z ravnim valovanjem z določeno gibalno količino. V resnici gibalna količina, ki ustreza delni valovni funkciji, ni natanko določena. Vendar račun obvelja, ker faza ni odvisna od gibalne količine. Stimulirano Ramanovo sevanje notranje stanje atoma poveže z njegovim gibanjem.

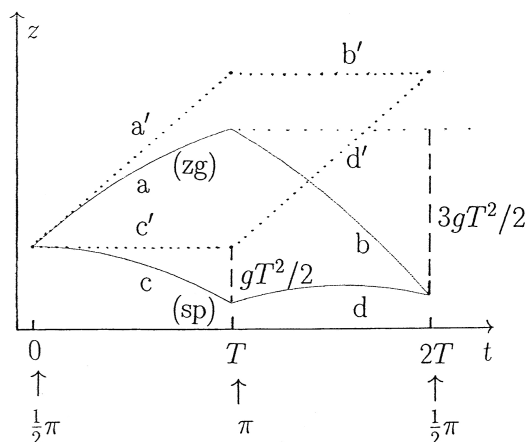
Z izbiro lastnosti laserskih sunkov je mogoče doseči, da je pri določenih Rabijski krožni frekvenci Ω čas trajanja sunka t_0 tolikšen, da je $\Omega t_0 = \frac{1}{2}\pi$. Po enačbi (3) je po sunku atom v sestavljenem stanju, v katerem sta dela valovne funkcije enako zastopana. Tak *sunek* $\frac{1}{2}\pi$ po učinku ustreza polprepusni ploščici. S sunkom $\frac{1}{2}\pi$ radiofrekvenčnega polja na primer pri jedrski magnetni resonanci preklapijo spine atomov pravokotno na ravnino magnetnega polja. Deloma valovne funkcije v sestavljenem stanju ustrezata gibanju z različnima hitrostma. Dela se oddaljujeta drug od drugega s hitrostjo $v_o = \hbar k_v^B / m$, če je m masa atoma. Nenavadno je, da delni valovni funkciji, ki ustrezata delnima valovanjema, zadevata isti atom.

Interferometri z gručami hladnih alkalijskih atomov

V zadnjem času se kot natančno merilno orodje uveljavlja interferometer z gručami hladnih alkalijskih atomov.⁴ Zasluge za njegov razvoj gredo v veliki meri raziskovalni skupini S. Chuja [1–7].⁵ Najprej so uporabljali gruče natrijevih atomov, nato so prešli h gručam cezijevih atomov. Osnovno stanje alkalijskega atoma je razcepljeno na stanji ψ_0 in ψ_1 zaradi hiperfine sklopitve spinov zunanega elektrona in jedra. Pri natriju sta to stanji $3S_{1/2}, F = 2, m_F = 0$ in $3S_{1/2}, F = 3, m_F = 0$, pri ceziju pa stanji $6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0$ in $6S_{1/2}, F = 4, m_F = 0$. Kvantno število F podaja velikost skupnega spina zunanega elektrona in jedra, kvantno število m_F pa njegovo komponento v smeri zunanega magnetnega polja.

⁴Pri poskusih z molekulami z veliko maso so uporabili atomski interferometer z umetnimi mrežicami, *Obzornik mat. fiz.* **51** (2004) 88–93.

⁵Steven Chu (rojen 1948) je leta 1997 skupaj s Claudom Cohen-Tannoudijem in Williamom D. Phillipsom dobil Nobelovo nagrado za razvoj laserskega hlajenja atomov. Leta 1987 je iz Bellovih laboratorijev, v katerih je njegova skupina opravila večino nagrajenega dela, prešel na univerzo Stanford. Leta 2004 je postal direktor Državnega Lawrenceovega laboratorija v Berkeleyju in profesor na oddelkih za fiziko in biologijo kalifornijske univerze v Berkeleyju. Od leta 2009 je minister za energijo v ameriški vladi.



Slika 4. Klasični poti obeh delnih valovnih funkcij brez gravitacije (pikčasto) in z gravitacijo (neprekinjeno). Če ni gravitacije, je pot $a'-b'$ popolnoma enakovredna poti $c'-d'$. Gravitacija to spremeni. V časovnem razmiku $0 < t < T$ velja za zgornjo pot $z = v_o t - \frac{1}{2}gt^2$ (a) in za spodnjo $z = -\frac{1}{2}gt^2$ (c), v razmiku $T < t < 2T$ pa za zgornjo pot $z = v_o T - \frac{1}{2}gt^2$ (b) in za spodnjo $z = v_o(t - T) - \frac{1}{2}gt^2$ (d). Ob $t = T$ se spremeni na zgornji poti hitrost $v_o - gT$ v $-gT$ in na spodnji poti hitrost $-gT$ v $v_o - gT$. Na zgornji poti pade delna valovna funkcija na odseku c za $\frac{1}{2}gT^2$, na spodnji pa na odseku b za trikrat toliko. Na risbi smo zaradi preglednosti za začetno gibalno količino atoma $\hbar k_0^B$ izbrali 0 in težni pospešek 350-krat pomanjšali.

Za virtualno stanje ψ_v izberejo stanje malo pod prvim višje vzbujenim stanjem $P_{3/2}$. Pri prehodih iz stanja $P_{3/2}$ v osnovno stanje atom cezija seva temnordečo črto z valovno dolžino 852 nm, ki ji ustreza energija 1,46 eV. Virtualno stanje mora biti dovolj pod lastnim stanjem $P_{3/2}$, da atomi ne bi prešli v to stanje in iz njega s spontanim sevanjem v osnovno stanje ter bi bili za stimulirano Ramanovo sevanje izgubljeni.

Prehodu med stanjema ψ_0 in ψ_1 , na kateri je zaradi hiperfine sklopitve razcepljeno osnovno stanje atoma cezija, ustrezajo frekvenca 9 192 631 770 s^{-1} – z njo je določena sekunda –, valovna dolžina 3,26 cm in energija $3,81 \cdot 10^{-5}$ eV. Energijska razlika med stanjema ψ_0 in ψ_1 je veliko manjša od energijske razlike med stanjem $P_{3/2}$ in osnovnim stanjem. V približnem računu smemo zato k_{v1}^B in k_{v2}^B vzeti za enaka in postaviti $k_v^B = 2k_{v1}^B$.

V interferometru z atomi cezija iz pare pri majhnem tlaku zberejo kakih petsto milijonov atomov v magneto-optični pasti med paroma nasprotnih laserskih curkov v prostoru med tuljavama (slika 2) [3, 4]. Potem zmanjšajo gostoto magnetnega polja v pasti in naravnajo frekvenco laserjev ter s tem

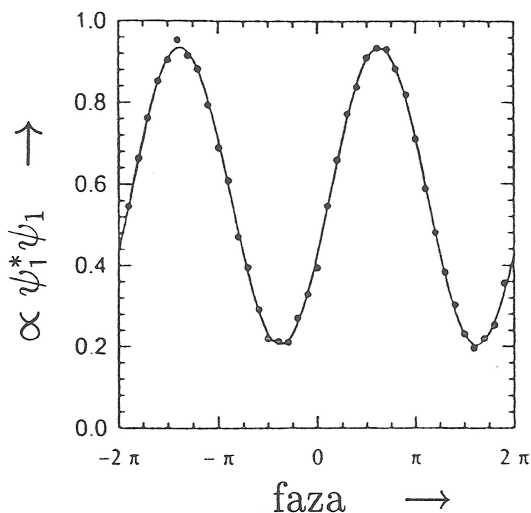
ohladijo atome do efektivne temperature $1,5 \cdot 10^{-6}$ K. Z obsevanjem z mikrovalovi in nasprotnima laserskima curkoma še dodatno ohladijo atome in s stranskim laserskim curkom odpihnejo atome, ki nimajo smeri in velikosti hitrosti na želenem območju. Tako pripravijo gruče s po tremi milijoni atomov cezija, ki se počasi gibljejo navzgor, medtem ko hitrost znotraj gruče ustreza efektivni temperaturi 10^{-8} K. Gruče s polmerom dobrega milimetra vstopijo v prostor, zaščiten pred magnetnim poljem, se prosto dvigajo in nato prosto padajo kot kaplje vode v vodometu.

V začetnem trenutku $t = 0$ atome obsevajo s sunkom $\frac{1}{2}\pi$. Valovna funkcija $\psi_0 \exp(ik_0^B z)$ se razcepi na dela $\psi_0 \exp(ik_0^B z)$ in $\psi_v \exp(i(k_0^B + k_v^B)z)$. V trenutku $t = T$ prvemu sunku sledi sunek π drugega para laserjev. Čas trajanja t'_0 je tolikšen, da je $\Omega t'_0 = \pi$ (3). Tak sunek π po učinku ustreza odboju na zrcalu in valovno funkcijo $\psi_0 \exp(ik_0^B z)$ prevede v $\psi_v \exp(i(k_0^B + k_v^B)z)$, valovno funkcijo $\psi_v \exp(i(k_0^B + k_v^B)z)$ pa v $\psi_1 \exp(ik_0^B z)$ (slika 3). Dela valovne funkcije, ki sta se pred sunkom π oddaljevala, se po njem približujeta z enako veliko hitrostjo. V trenutku $t = 2T$ sledi še tretji sunek, to pot sunek $\frac{1}{2}\pi$. Po tem sunku sta dela valovne funkcije, ki sta se krajevno sestala, enako usmerjena in interferirata. Atom je tedaj v stanju ψ_0 ali v stanju ψ_1 . Padajoče gruče atomov obsevajo z nasprotnima curkoma merilnih laserjev. V prostoru z magnetnim poljem curka resonančno ionizirata atome v stanju ψ_1 in te štejejo.

Fazna razlika

Delež atomov v stanju ψ_1 je odvisen od fazne razlike. Na fazo vpliva dvoje. Prvič: delni valovni funkciji potujeta po različnih poteh. Po Richardu P. Feynmanu fazo gibajočega se delca določa akcija, časovni integral Lagrangeeve funkcije $L = \frac{1}{2}mv^2 - mgz$, to je razlike kinetične in potencialne energije, deljene s $\hbar$. Računamo jo lahko za klasično pot, če je integral $\int L dt$ velik v primerjavi s $\hbar$. V našem primeru je razlika $\int_{zg} L dt - \int_{sp} L dt = 0$. Indeks zg zadeva zgornjo, indeks sp pa spodnjo pot (slika 4).

Drugič: na fazo vpliva delovanje svetlobe na atom. V kratkem močnem sunku laserske svetlobe jakost električnega polja vsili svojo fazo delni valovni funkciji. Pri prvem prehodu iz stanja atoma v stanje z večjo energijo dobi valovna funkcija dodaten eksponentni faktor s trenutno fazo svetlobe. Pri prehodu iz stanja ψ_0 v stanje ψ_1 , na primer, je to $(1/\sqrt{2})\exp(-i(kz_1 - \omega t_1 +$



Slika 5. Značilna interferenčna vrhova številka 588 538 in 589 539. Na navpično os je nanesen delež atomov v stanju ψ_1 , na vodoravno pa fazna razlika svetlobe. Po krivulji, ki so jo prilagodili izmerkom, so ugotovili težni pospešek na $3 \cdot 10^{-9}$ natančno [3, 4].

ϕ_1)). Podobno je treba tudi pri drugih prehodih upoštevati lego atoma ob času, ko ga zadene laserski curek, in fazo laserske svetlobe. Pri prehodu iz stanja z večjo energijo v stanje z manjšo se spremeni znak pred imaginarno enoto. Tako sestavimo valovno funkcijo atoma zaradi vpliva svetlobe na zgornji poti:

$$\psi_{(\text{zg})} = (1/\sqrt{2})\exp(-i(kz_1 - \omega t_1 + \phi_1)) \cdot (1/\sqrt{2})\exp(i(kz_2^{(\text{zg})} - \omega t_2 + \phi_2)) \quad (4)$$

in na spodnji poti:

$$\psi_{(\text{sp})} = (1/\sqrt{2})\exp(-i(kz_2^{(\text{sp})} - \omega t_2 + \phi_2)) \cdot (1/\sqrt{2})\exp(i(kz_3 - \omega t_3 + \phi_3)). \quad (5)$$

$z_2^{(\text{zg})}$ zadeva zgornjo in $z_2^{(\text{sp})}$ spodnjo pot. Delov valovne funkcije, ki opišejo stanje atoma, nismo upoštevali, ker smo ugotovili, da ne prispevajo k fazni razliki.

Interferenčno sliko pokaže gostota verjetnosti $|\psi_{\text{zg}} + \psi_{\text{sp}}|^2$. Če ne bi bilo gravitacije, bi bilo $z_2^{(\text{zg})} = z_2^{(\text{sp})} = z_2$ in bi veljalo $z_1 - z_2 = z_2 - z_3 = \Delta z$ ter $t_2 - t_1 = t_3 - t_2 = T$. Po zgledu (1) in (2) bi dobili fazno razliko $(\phi_1 - \phi_2) - (\phi_2 - \phi_3) = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$. Vpliv gravitacije upoštevamo kot motnjo. Zaradi nje je $z_1 - z_2^{(\text{zg})} = \Delta z - \frac{1}{2}gT^2$, a $z_2^{(\text{sp})} - z_3 = \Delta z - \frac{3}{2}gT^2$

(slika 4). Tako je skupna fazna razlika:

$$\Delta\phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 + kgT^2. \quad (6)$$

Fazna razlika ni odvisna od začetne gibalne količine $\hbar k_0^B$.

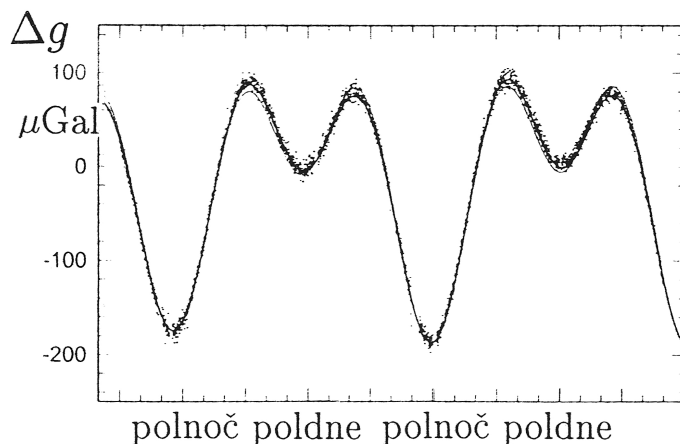
Člen s težnim pospeškom je sorazmeren s kvadratom T . Merjenje je tem natančnejše, čim daljši je ta čas. Z gručami hladnih cezijevih atomov so dosegli $T = 0,16$ s, preden sta zaradi zunanjih motenj delni valovni funkciji prenehali biti koherentni. Atomi so se 0,32 s gibali prosto in sta se dela valovne funkcije v času T oddaljila za $v_o T = 0,12$ mm. Hitrost ob odzivu v_o izračunamo iz $\hbar k_v^B = mv_o$ in dobimo $v_o = \hbar k_v^B / m = 2\hbar(2\pi/\lambda)/m = 7 \cdot 10^{-3}$ m/s. Vstavili smo $k_{v1}^B = k_{v1} = 2\pi/\lambda$ z valovno dolžino $\lambda = 852$ nm. Pri tem smo spregledali, da virtualnemu stanju ustreza malo manjša energija kot stanju $P_{3/2}$. Zaradi težnega pospeška se v času T faza v celoti spremeni za $kgT^2 = mvgT^2/\hbar = 3,8 \cdot 10^6$ radianov ali za $3,8 \cdot 10^6/(2\pi) = 6,0 \cdot 10^5$ valov. Faza v delnih valovnih funkcijah po obeh poteh $\int Ldt/\hbar = m(\frac{8}{3}g^2T^3 - 2v_o gT^2 + \frac{1}{2}v_o^2T)/\hbar$ je enaka $2,22 \cdot 10^9$ radianov ali $3,53 \cdot 10^8$ valov.

Predstavljamo si, da bi mimo mirujočega atoma v času T šlo $\omega T/(2\pi)$ valov. Mimo atoma, ki se v smeri svetlobnega curka premakne za Δz , gre v tem času $k\Delta z/(2\pi)$ valov manj. Interferometer torej primerja fazno razliko pri gibanju v časovnem razmiku od 0 do T s fazno razliko pri gibanju v razmiku od T do $2T$. Prednost takega diferencialnega merjenja je, da so motnje, na primer Starkov pojav v svetlobnem električnem polju, manj izrazite.

Merjenje

Fazno razliko zasledujejo s svetlobo. Relativni fazi prvih dveh svetlobnih sunkov sta, na primer, enaki in lahko postavimo $\phi_1 = \phi_2 = 0$. Spreminjajo pa fazo ϕ_3 . V odvisnosti od nje zaznavajo spreminjajoči se tok atomov v stanju ψ_1 . Ob tem spreminjajo tudi frekvenco svetlobe, da ostane v resonanci s prehodom med stanjema $\psi_v \exp(i(k_0^B + k_v^B)z)$ in $\psi_0 \exp(ik_0^B z)$. Razliko frekvenc laserjev v prvih dveh sunkih določa stabiliziran radiofrekvenčni izvir. S tem natančno nadzirajo frekvenco in fazo svetlobe.

To so glavne značilnosti atomskega interferometra. Omenimo še nekaj podrobnosti. Pri zelo natančnem merjenju so morali upoštevati, da se težni pospešek spreminja z višino. Namesto dveh parov navpičnih laserjev



Slika 6. Težni pospešek se spreminja s časom. Spremembe 8. in 9. decembra 1996 so nastale v glavnem zaradi plimovanja. $1 \text{ Gal} = 1 \text{ cm/s}^2$, tako da je $1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m/s}^2 = 10^{-9} g$ [3, 4].

so uporabili dve laserski diodi. Njuna curka sta se odbila od vodoravnega zrcala na vrhu merilnega prostora. Zrcalo so v navpični smeri nihali z določeno frekvenco in izboljšali kontrast interferenčnih prog, ko so upoštevali spreminjanje s to frekvenco. Posebno skrb so posvetili stabilnosti laserjev. Izkoristili so Dopplerjev pojav, zaradi katerega se je za padajoči atom frekvenca svetlobe razlikovala od frekvence za dvigajoči se atom. Posebej so si prizadevali poiskati najugodnejše razmere in kolikor mogoče zmanjšati šum. Tako so od objave do objave merjenja postajala vse natančnejša.

Z relativno natančnostjo $3 \cdot 10^{-9}$ so izmerili frekvenco radijskih valov pri prehodu med stanjema ψ_0 in ψ_1 atoma natrija [5]. Iz curka atomov natrija so izbrali atome, katerih hitrost je bila določena na $30 \mu\text{m/s}$ natančno, za dve velikostnji stopnji natančneje kot dotlej [6]. Potem so izdelali atomski interferometer na curek atomov cezija. Z interferometrom so natančno izmerili težni pospešek (sliki 5, 6) [1–4]. Na istem kraju so izmerili težni pospešek tudi s posebnim Michelsonovim interferometrom. V njegovem navpičnem kraku je v vakuumu padal ogel optične prizme, ki je svetlobo odbil natanko v navpični smeri. Oba merilnika sta dala na $7 \cdot 10^{-9}$ natančno enaki vrednosti. S tolikšno natančnostjo torej atomi padajo enako kot makroskopska telesa.

Z atomskim interferometrom so izmerili rdeči premik spektralne črte v

gravitacijskem polju in z relativno natančnostjo $7 \cdot 10^{-9}$ podprli splošno teorijo relativnosti [7]. Član skupine Achim Peters se je vrnil na Humboldtovo univerzo v Berlinu in tam s sodelavci razvil prenosni interferometer za merjenje težnega pospeška z atomi rubidija. Druga raziskovalna skupina je merila gravitacijsko konstanto [8]. Upajo, da bodo po tej poti izboljšali natančnost, s katero je znana ta konstanta. Z interferometrom so ugotavljali, ali se konstanta fine strukture spreminja s časom [9].

V zadnjih letih se je atomska interferometrija močno razmahnila. Naraslo je število raziskovalnih skupin, ki se ukvarjajo z atomskimi interferometri, in število člankov o merjenjih z njimi. Razvili so številne vrste atomskih interferometrov in izpopolnili merilne načine [10]. Z interferometrom, v katerem delni valovanji potujeta v vodoravni smeri po različnih poteh, je mogoče meriti kotno hitrost pri vrtenju. V tem primeru fazna razlika ni enaka kgT^2 , ampak je zaradi Coriolisovega pospeška sorazmerna s $\vec{S} \cdot \vec{\omega}$. Pri tem je $\vec{S}$ ploščina ploskve, ki jo oklepata poti, in $\vec{\omega}$ kotna hitrost. To je Sagnacov poskus v malem.

Profesorju Martinu Čopiču se zahvaljujem za koristne razprave.

LITERATURA

- [1] M. Kasevich in S. Chu, *Atomic interferometry using stimulated Raman transitions*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 181–184; *Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer*, Applied Physics B **54** (1991), 321–332.
- [2] A. Peters, K. Y. Chung, B. Young, J. Hensley in S. Chu, *Precision atom interferometry*, Philosophical Transactions of the Royal Society London **355** (1997) 2223–2233.
- [3] A. Peters, K. Y. Chung in S. Chu, *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*, Nature **400** (1999) 849–852.
- [4] A. Peters, K. Y. Chung in S. Chu, *High-precision gravity measurements using atom interferometry*, Metrologia **38** (2001) 25–61.
- [5] M. A. Kasevich, E. Riis in S. Chu, *Rf spectroscopy in an atomic fountain*, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 612–615.
- [6] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi in S. Chu, *Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2297–2300.
- [7] H. Müller, A. Peters in S. Chu, *A precision measurement of the gravitational redshift by the interference of matter waves*, Nature **463** (2010) 926–9929.
- [8] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk in M. A. Kasevich, *Atom interferometer measurement of the Newtonian constant of gravity*, Science **315** (2007) 74–77.
- [9] T. M. Fortier in drugi, *Precision atomic spectroscopy for improved limits on variation of the fine structure constant and local position invariance*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 070801-1-4.
- [10] A. D. Cronin, J. Schmiedmayer, D. E. Pritchard, *Optics and interferometry with atoms and molecules*, Reviews of Modern Physics **81** (2009) 1051–1129.