

SODOBNE MERITVE ELEKTROMAGNETNIH LASTNOSTI PROTONOV

SIMON ŠIRCA

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

PACS: 13.40.Gp, 13.60.Fz

Proton je najpreprostejše atomsko jedro, ki nam šele s pravo raziskovalno sondo, elektronskim žarkom visokih energij, razodene svoje temeljne lastnosti. V zadnjih letih so eksperimentalne raziskave statične strukture protonov in dinamičnih procesov na njih skokovito napredovale. V članku prikažem dve sodobni vrsti študija elektromagnetnih lastnosti protonov: meritve njihovih elastičnih oblikovnih faktorjev in elektromagnetnih polarizirnosti.

MODERN MEASUREMENTS OF ELECTRO-MAGNETIC PROPERTIES OF PROTONS

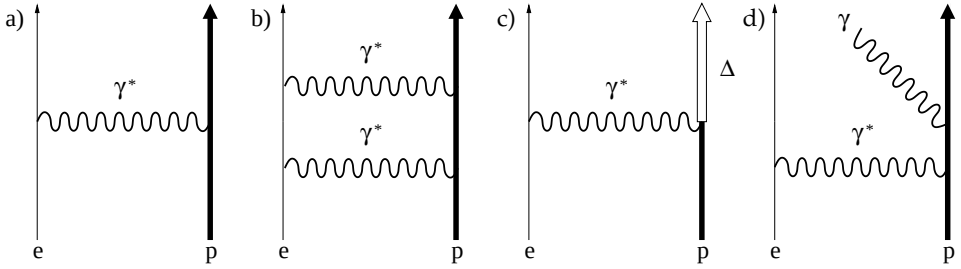
The proton is the simplest atomic nucleus that reveals its fundamental properties with a suitable probe, the high-energy electron beam. In the recent past, experimental investigations of the proton static structure and of the dynamical processes involving the proton have evolved rapidly. This paper describes two ways to study the electro-magnetic properties of protons: through measurements of elastic form-factors and electro-magnetic polarizabilities.

Rutherfordovo odkritje atomskih jeder leta 1911 je fizike naglo privedlo k spoznanju, da jedra z značilnimi prečnimi razsežnostmi nekaj femtometrov sestavljajo osnovnejši gradniki, protoni in nevtroni, s skupnim imenom nukleoni. Nukleoni nas preprosto *morajo* zanimati: predstavljajo daleč največji masni delež vidnega vesolja. Danes vemo, da imajo tudi protoni in nevtroni podstrukturo. Eksperimentalna določitev lastnosti nukleonov in umestitev izmerjenih količin v ustrezni teoretični okvir je eden osrednjih problemov ne le sodobne jedrske fizike, temveč znanosti nasploh.

Zgradbo protonov raziskujemo s sipanjem elektronov na protonskih tarčah. V energijskem območju, v katerem se gibljemo v tem članku, ima elektronska sonda pred drugimi možnimi projektili, na primer protoni, številne prednosti. Elektroni so točkasti delci in torej nimajo lastnih vzbujenih stanj. S tarčnimi jedri interagirajo zgolj z elektrošibko interakcijo, medtem ko protoni interagirajo tudi z močno (jedrsko) silo. Pri sipanju proton-proton zato vpliva obeh interakcij težko nedvoumno ločimo, saj sta projektil in tarča enaka delca.

Interakcija med elektronom in protonom poteka najpogosteje z izmenjavo enega samega virtualnega fotona (slika 1a). Virtualni foton je nosilec elektromagnetne interakcije, ki z elektrona (v kvantnomehanskem smislu, elektronskega toka) na proton (hadronski tok) prenese energijo $\omega \equiv E_e - E'_e$ in gibalno

količino $\vec{q} \equiv \vec{p}_e - \vec{p}'_e$, kjer sta $(E_e, \vec{p}_e)$ oziroma $(E'_e, \vec{p}'_e)$ četverca gibalne količine vpadnega oziroma sipanega elektrona. Energijo vpadnih elektronov E_e določimo z meritvijo krivinskega radija njihovih poti v magnetnem polju enega ali več dipolnih magnetov. Energijo sipanih elektronov E'_e in njihov emisijski kot θ_e izmerimo z visokoločljivimi magnetnimi spektrometri. Uporabimo lahko skrajno relativistični približek $E_e \approx |\vec{p}_e|$ in $E'_e \approx |\vec{p}'_e|$, tako da je $|\vec{q}|^2 = E_e^2 + E_e'^2 - 2E_e E'_e \cos \theta_e$. Najraje navajamo četverec prenesene gibalne količine $q^\mu \equiv (\omega, \vec{q})$ z invariantnim kvadratom $Q^2 = -q_\mu q^\mu = \vec{q}^2 - \omega^2 > 0$. Pri eksperimentu lahko ω in $\vec{q}$ neodvisno spreminjamo z izbiro količin E_e , E'_e in θ_e : tako spreminjamo tudi $Q^2 \approx 4E_e E'_e \sin^2(\theta_e/2)$. Dvofotonski proces (slika 1b) je bistveno manj verjeten, saj so tedaj namesto dveh v igri štiri elektromagnetna vozlišča: verjetnost za proces b je približno za faktor α^2 manjša od verjetnosti za proces a, kjer je $\alpha = e^2_0/4\pi\epsilon_0\hbar c \approx 1/137$.



Slika 1. Feynmanovi grafi za sipanje elektronov na protonih: a) in b): elastično sipanje z izmenjavo enega oziroma dveh virtualnih fotonov ter c): neelastično sipanje (vzbuditev resonance Δ , prvega vzbujenega stanja nukleona). Virtualni foton γ^* iz elektrona na levi prenese na hadron na desni energijo ω in gibalno količino $\vec{q}$, ki ju lahko v eksperimentu neodvisno spreminjamo. Slika d) prikazuje virtualno comptonso sipanje: izmenjani foton je virtualen, izsevani pa realen.

Najprimernejši so žarki elektronov z energijami od nekaj 100 MeV do nekaj GeV, saj je de Brogliejeva valovna dolžina elektronov tedaj med nekaj fm do nekaj desetink fm. Sipanje elektronov na protonih je torej neke vrste elektronski mikroskop pri zelo majhnih valovnih dolžinah. (Elektronov z ustreznimi energijami pa seveda ne moremo dobiti zgolj z elektrostatskim pospeševanjem: potrebujemo zmogljive pospeševalnike.) Sipanje je lahko elastično (slika 1a) ali neelastično (slika 1c). Izmenjata se lahko tudi dva ali več fotonov (slika 1b). Limita $Q^2 \rightarrow 0$ ustreza realnim („brezmasnim“) fotonom.

Elektromagnetni oblikovni faktorji

Naravno prvo vprašanje o ustroju protona se navezuje na prostorsko porazdelitev naboja in magnetizacije v njegovi notranjosti. Pri eksperi-

mentu [1] merimo odvisnost elastičnega diferencialnega sipalnega preseka za elektrone na protonih,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega_e} \frac{1}{1 + \tau} \left[(G_E^p)^2 + \frac{\tau}{\varepsilon} (G_M^p)^2 \right], \quad (1)$$

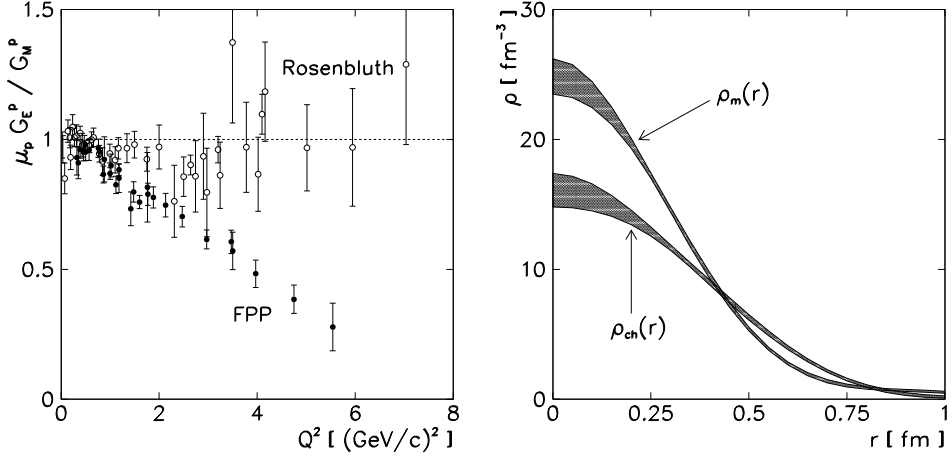
kjer je ε stopnja polarizacije virtualnega fotona in $\tau = Q^2/4M^2$ (mirovnna masa protona je $M \approx 938 \text{ MeV}/c^2$). V tem izrazu je neposredno izražen razcep sipalnega preseka, ki sledi iz približka izmenjave enega fotona: kinematika elektrona pri danem Q^2 določa kotno odvisnost in kinematične faktorje ε in τ , medtem ko je fizikalna informacija o hadronskem delu procesa shranjena v količinah $G_E^p(Q^2)$ in $G_M^p(Q^2)$. Mottov sipalni presek izraža odvisnost od sipalnega kota θ_e . V vodilnem redu vsebuje značilni potek $\sin^{-4}(\theta_e/2)$ klasičnega Rutherfordovega preseka. Upoštevati moramo tudi spinsko vrtilno količino elektrona in protona: oba sta fermiona s spinom $1/2$ in ju moramo obravnavati v okviru relativistične (Diracove) enačbe, od koder dobimo dodatno kotno odvisnost $\cos^2(\theta_e/2)$. Nazadnje vključimo še majhen popravek zaradi končne mase (odrivne energije) protona.

Mottov presek velja za sipanje elektronov na točkastih protonih. Količini $G_E^p(Q^2)$ in $G_M^p(Q^2)$ pa opisujeta tisto najzanimivejše: popravek preseka zaradi končne razsežnosti in elektromagnetne podstrukture protona. Imenujemo ju električni oziroma magnetni *oblikovni faktor* in ju je mogoče natančno izmeriti. Do tega močnega pretresa v zgodovini hadronske fizike je vodila trnova pot. Ker so protoni fermioni, bi jim po Diracovi enačbi pripadal magnetni moment $+1\mu_B = e_0\hbar/2M$ (jedrski Bohrov magneton), vendar so poskusi pokazali, da imajo protoni v resnici magnetni moment $\mu_p \approx +2,79\mu_B$. Ker se je izmerjeni magnetni moment tako močno razlikoval od pričakovane Diracove vrednosti, so ga imenovali „anomalni“. Kasneje so domnevali, da so protoni kljub tej razliki točkasti. Šele Hofstadterjeve legendarne meritve [2], za katere je bila pozneje podeljena Nobelova nagrada, so pokazale, da je pravilna le tretja pot: protoni imajo anomalni magnetni moment *ravno zato, ker imajo podstrukturo*.

Z realnimi fotoni ($Q^2 = 0$) otipamo le celotni naboj protona $+1e_0$ in izmerimo le statični magnetni moment protona μ_p . Zato sta oblikovna faktorja normirana na $G_E^p(0) = 1$ oziroma $G_M^p(0) = \mu_p$. Oblikovna faktorja pri $Q^2 > 0$ določamo z elastičnim sipanjem elektronov. Iz meritve ju izločimo tako, da presek (1) izmerimo pri različnih energijah vpadnih elektronov E_e in različnih sipalnih kotih θ_e ob konstantnem Q^2 . S tem spreminjamo faktor τ/ε pred $(G_M^p)^2$, medtem ko ostane faktor pred $(G_E^p)^2$ nespremenjen. To je tako imenovana Rosenbluthova ali longitudinalno-transverzalna separacija sipalnega preseka, saj z njo iz preseka posebej izluščimo električni (nabojni, longitudinalni) in magnetni (transverzalni) prispevek.

Slika 2 (levo, prazni simboli) prikazuje rezultate meritev po Rosenblu-

thovi metodi, izražene z razmerjem oblikovnih faktorjev. Električni člen prevladuje pri sipanju pri majhnih kotih, magnetni pa pri velikih kotih, kjer že močno pade Mottov presek: napaka se zato pri visokih vrednostih Q^2 močno poveča in pri meritvah v območju visokih Q^2 so razmerja oblikovnih faktorjev v okviru merskih napak konsistentna z ena.



Slika 2. Levo: razmerje električnega in magnetnega oblikovnega faktorja protona, izmerjeno z elastičnim sipanjem po Rosenbluthovi metodi (enačba (1)) ali s protonsko polarimetrijo (enačba (3)), v odvisnosti od prenosa gibalne količine; desno: radialni gostoti naboja in magnetizacije, določeni iz izmerjenih oblikovnih faktorjev (črni pas označuje razpon vrednosti zaradi merskih napak).

Oblikovna faktorja opisujeta od Q^2 odvisno sklopitev električnega in magnetnega dela hadronskega toka z virtualnim fotonom. S spreminjanjem prenosa gibalne količine $Q^2 \neq 0$ (v prostoru gibalnih količin) „prečesavamo“ ustrezni porazdelitvi naboja in magnetizacije v konfiguračjskem prostoru. V primeru porazdelitve naboja $\rho(\vec{r})$ v brezspinskem jedru povezavo med prostoroma v nerelativistični sliki predstavlja matrični element električnega potenciala $V(\vec{r}) \propto \rho(\vec{r})$ med stanjema vpadnega in sipanega elektrona

$$\mathcal{M} \propto \int \psi_e^*(\vec{r}) V(\vec{r}) \psi_e(\vec{r}) d^3\vec{r} \approx \int e^{-i\vec{p}'\vec{r}} V(\vec{r}) e^{i\vec{p}\vec{r}} d^3\vec{r} = \int e^{i\vec{q}\vec{r}} V(\vec{r}) d^3\vec{r}.$$

Nabojni oblikovni faktor $F(\vec{q}^2)$ definiramo s Fourierovo transformacijo porazdelitve naboja

$$F(\vec{q}^2) = \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} d^3\vec{r},$$

merjeni presek pa je sorazmeren z $|\mathcal{M}|^2$, torej tudi z $|F(\vec{q}^2)|^2$. Porazdelitev

naboja nato dobimo iz izmerjenega oblikovnega faktorja z inverzno Fourierovo transformacijo. Proton ni brezspinsko jedro, zato ima dva oblikovna faktorja (električnega G_E^p in magnetnega G_M^p) in za elastično sipanje pri energijah nekaj GeV ne velja nerelativistična slika, zato Fourierovo transformacijo nadomesti splošnejša transformacija

$$\rho_{\text{ch}}(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} dk k^2 j_0(kr) G_E^p(Q^2) (1 + \tau)^{\lambda_E},$$

$$\mu_p \rho_m(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} dk k^2 j_0(kr) G_M^p(Q^2) (1 + \tau)^{\lambda_M},$$

kjer je $k^2 = Q^2/(1 + \tau)$. (Majhna popravka $(1 + \tau)^{\lambda_E}$ in $(1 + \tau)^{\lambda_M}$ k običajni obliki sta potrebna, ker je nerelativistična interpretacija oblikovnih faktorjev modelsko odvisna. To pomeni, da moramo pri nerelativistični redukciji relativističnih matričnih elementov napraviti določene privzetke o obliki interakcije, ki pa je vnaprej ne poznamo. Parametra λ_E in λ_M dovolj dobro utelešata vse take privzetke: običajno vzamemo $\lambda_E = \lambda_M = 2$, vendar tudi druge izbire rezultate le malo spremenijo [3].) Šele s to preslikavo torej dobimo pravilni in od modelskih približkov skoraj neodvisni radialni gostoti naboja in magnetizacije v protonu.

Strmina električnega oblikovnega faktorja pri majhnih Q^2 je povezana s pričakovano vrednostjo kvadrata radija protona. Inverzno Fourierovo transformacijo razvijemo po potencah Q^2 , $G_E^p(Q^2) = 1 - \frac{1}{6} Q^2 \langle r_E^2 \rangle_p + \dots$, od koder sledi

$$\langle r_E^2 \rangle_p = -6 \left. \frac{dG_E^p}{dQ^2} \right|_{Q^2 \rightarrow 0} \approx 0,69 \text{ fm}^2. \quad (2)$$

Značilna razsežnost porazdelitve naboja protona oziroma njegov „polmer“ je torej $\sqrt{\langle r_E^2 \rangle_p} \approx 0,83 \text{ fm}$.

Do nedavnega je bil Rosenbluthov način meritve z ločitvijo longitudinalnih in transverzalnih parcialnih presekov edina metoda za določitev obeh oblikovnih faktorjev hkrati. Glavna hiba te metode so velike sistematične napake, ki izvirajo predvsem iz močne kotne odvisnosti sipalnega preseka. Na izide starejših poskusov je vplivalo tudi pomanjkljivo poznavanje sprejemljivosti detektorjev, ploskovne gostote tarčnih jeder in toka vpadnih elektronov.

Oblikovna faktorja je mogoče določiti tudi z novim pristopom, pri katerem izkoristimo spinske prostostne stopnje [4]. Za meritev potrebujemo polariziran elektronski žarek, izmeriti pa moramo tudi stopnjo polarizacije iz elastičnega sipanja odrinjenih protonov. Zaradi velike instrumentalne zahtevnosti so tovrstne meritve izvedljive šele zadnjih nekaj let. Ključna je meritev polarizacije protonov: zanjo potrebujemo poseben polarimeter, ki ga

vgradimo v visokoločljiv magnetni spektrometer, s katerim sicer lahko analiziramo tudi nepolarizirane delce. S polarimetrom izmerimo komponenti polarizacije P_l in P_t (oziroma ustrezna enotska vektorja) v ravnini, ki jo določata gibalni količini vpadnih in sipanih elektronov. Natančna izpeljava daleč presega namen tega članka, vendar je na koncu razmerje oblikovnih faktorjev mogoče zapisati v preprosti obliki

$$\frac{\mu_p G_E^p(Q^2)}{G_M^p(Q^2)} = -\frac{P_t}{P_l} \frac{E_e + E'_e}{2M} \tan \frac{\theta_e}{2}. \quad (3)$$

Razmerje $G_E^p(Q^2)/G_M^p(Q^2)$ torej lahko z zelo majhno sistematsko napako določimo z meritvijo razmerja P_t/P_l . Napake meritev kinematičnih količin na desni strani enačbe so zanemarljive. Slika 2 (levo, polni simboli) prikazuje razmerje oblikovnih faktorjev po polarizacijski metodi. Na prvi pogled je razviden približno linearen padec razmerja v odvisnosti od Q^2 , v močnem nasprotju z Rosenbluthovo metodo. Kaj to pomeni? Medtem ko z Rosenbluthovo analizo (1) v okviru merskih napak dobimo skoraj enako radialno odvisnost $\rho_{ch}(r)$ in $\rho_m(r)$, z metodo (3) ugotovimo, da je magnetizacija v protonu porazdeljena po manjšem območju (znotraj manjšega volumna) kot njegov naboj. (Slika 2 (desno) prikazuje radialni gostoti naboja in magnetizacije v protonu, ki ju dobimo po polarizacijski metodi.)

Kateri pristop je pravi? Sodobni teoretični izračuni kažejo [5], da so pri elastičnem sipanju pri visokih prenosih gibalne količine zelo pomembni tudi prispevki višjih redov elektromagnetne interakcije, pri kateri se izmenja več fotonov (slika 1b). Razlika med metodama še ni dokončno pojasnjena, vendar je učinek izmenjave dveh ali več fotonov na razmerje oblikovnih faktorjev bistveno močnejši pri Rosenbluthovi metodi (četudi se sipalni presek spremeni le malo) kot pri polarizacijski metodi. Polarizacijska metoda torej izmeri „bolj prava“ oblikovna faktorja protona, ki ustrezata porazdelitvama naboja in magnetizacije kot na sliki 2 (desno).

Polarizirnost

Elektroni v elektronskem oblaku električno nevtralnega atoma, ki je izpostavljen zunanemu električnemu polju, čutijo električno silo $\vec{F} = m\omega^2 \vec{x} = e_0 \vec{E}$, kjer $m\omega^2$ karakterizira konstanto „vzmeti“, s katero je posamezni elektron pripet k jedru. Zunanje polje deformira elektronski oblak in v atomu inducira električni dipolni moment $\vec{p}_e = e_0 \vec{x} = (e_0^2/m\omega^2) \vec{E} \equiv \alpha \vec{E}$. Sorazmernostni koeficient med induciranim momentom in zunanjim električnim poljem je električna polarizirnost. Velikostni red električne polarizirnosti atoma je $\alpha \approx 10^{-28} \text{ m}^3$, kar je enakega velikostnega reda kot prostornina, ki jo zavzema elektronski oblak. Premik težišča elektronskega oblaka glede

na jedro pri $E = 10 \text{ kV/cm}$ je $x \approx 10^{-6} \text{ nm}$, kar je še merljivo s sodobnimi interferometričnimi metodami [7].

Električno (in magnetno) polarizirnost protonov, pri katerih pričakujemo relativni premik pozitivnih in negativnih nabojev (oziroma delno reorientacijo magnetnih momentov) v protonu, lahko definiramo po analogiji s polarizirnostjo atomov. Zunanje električno polje $\vec{E}$ in magnetno polje $\vec{H}$ inducirata v protonu električni in magnetni dipolni moment $\vec{p}_e = \alpha_p \vec{E}$ oziroma $\vec{p}_m = \beta_p \vec{H}$. Sorazmernostni konstanti imenujemo statična električna oziroma magnetna polarizirnost protona.

Za proton z radijem nekaj desetink fm bi po primerjavi z atomskim svetom zgolj z dimenzijskimi argumenti pričakovali $\alpha_p \approx 10^{-18} \alpha \approx 10^{-3} \text{ fm}^3$. Zanesljiveje pa električno in magnetno polarizirnost za protone ocenimo v drugem redu teorije motenj. (Prvi red k polarizirnosti ne prispeva: matrični elementi vektorskega operatorja $\vec{p}_e$ med stanjema z enako parnostjo so enaki nič.) Sprememba energije protona v statičnem električnem polju, ki naj kaže v smeri osi z , je enaka

$$\Delta W_E = - \sum_{X \neq p} \frac{|\langle p | -\hat{p}_{ez} E | X \rangle|^2}{M_X - M_p} = - \int_0^E \vec{p}_e d\vec{E} = - \frac{1}{2} \alpha_p E^2.$$

V enačbo vrinemo kompletni ortonormirani sistem $\sum_X |X\rangle\langle X| = 1$. Zunanje električno polje lahko vzbudi le električne dipolne prehode iz osnovnega stanja $|p\rangle$ (protona) s pozitivno parnostjo v stanja $|X\rangle$ z negativno parnostjo. Nekaj takšnih vzbujenih stanj (nukleonskih resonanc) leži od 600 do 700 MeV nad osnovnim stanjem, na primer $N(1520)$, $N(1535)$ in $N(1650)$ [6]. Za oceno zato zadošča, če za energijski imenovalec vstavimo kar povprečno vrednost $\Delta M_{Xp} \equiv \bar{M}_X - \bar{M}_p \approx 700 \text{ MeV}$. Dobimo

$$\alpha_p \approx \frac{2 \sum_X \langle p | \hat{p}_{ez} | X \rangle \langle X | \hat{p}_{ez} | p \rangle}{\Delta M_{Xp}} = \frac{2}{\Delta M_{XN}} \langle p | e_0^2 \frac{1}{3} r^2 | p \rangle = \frac{2e_0^2}{3\Delta M_{Xp}} \langle r_E^2 \rangle_p.$$

S povprečnim kvadratom električnega radija protona $\langle r_E^2 \rangle_p \approx 0,69 \text{ fm}^2$ (enačba (2)) dobimo oceno $\alpha_p \approx 10 \cdot 10^{-4} \text{ fm}^3$. To je povsem v skladu z volumnim razmislekom pri atomski polarizirnosti. Po enakem kopitu dobimo tudi oceno za magnetno polarizirnost $\beta_p \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ fm}^3$.

Očitno je pri laboratorijsko dosegljivih električnih poljskih jakostih ustrezni premik težišča nabojev nemerljivo majhen (oziroma proton izjemno „neraztegljiv“). Vendar lahko polarizirnost protona vseeno izmerimo, in sicer s comptonским sipanjem fotonov na protonih. Primerne fotone dobimo s pomočjo istih elektronskih žarkov, ki jih potrebujemo pri študiju oblikovnih faktorjev: v žarek postavimo ploščico trdožive snovi, v kateri elektroni

zavorno sevajo. V skrajnem primeru izsevani foton odnese vso energijo elektrona. Tako lahko dobimo realne fotone z energijami nekaj 100 MeV do nekaj GeV.

V curku fotonov, usmerjenem na protonsko tarčo, se polji $\vec{E}$ in $\vec{H}$ spreminjata s časom, torej oscilirata tudi inducirana dipolna momenta $\vec{p}_e$ in $\vec{p}_m$, zato v klasični sliki poleg vpadnega valovanja (z energijo $\hbar\omega$) dobimo tudi sekundarno električno in magnetno dipolno sevanje — sipane fotone (z energijo $\hbar\omega'$). Te fotone s scintilacijskimi detektorji detektiramo in analiziramo po energijah in sipalnih kotih θ . Diferencialni sipalni presek za comptonsko sipanje fotonov na protonih z energijami fotonov, mnogo manjšimi od mirovne mase pionov, ima obliko [8]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{Powell}}}{d\Omega} - \omega\omega' \frac{e_0^2}{M} \left(\frac{\omega'}{\omega}\right)^2 \left\{ \frac{\alpha_p + \beta_p}{2} (1 + \cos\theta)^2 + \frac{\alpha_p - \beta_p}{2} (1 - \cos\theta)^2 \right\}, \quad (4)$$

kjer sta ω in ω' povezani s Comptonovo relacijo $\omega' = \omega [1 + \frac{\omega}{M}(1 - \cos\theta)]^{-1}$. Od tod je igra na moč podobna tisti pri določevanju oblikovnih faktorjev: del preseka nosi odvisnost od znanih, z merskimi napravami neposredno izmerljivih kinematičnih količin ω , ω' in θ , medtem ko je fizikalno najzanimivejša vsebina skrita v strukturnih parametrih α_p in β_p , ki opisujeta odziv protona na elektromagnetno motnjo. Prvi (Powellov) člen v izrazu (4) ustreza comptonskemu sipanju na točkastem protonu (brez notranje strukture), vendar z anomalnim magnetnim momentom $(\mu_p - 1)$ [9]. (Vodilni člen tega izraza je Klein-Nishinova formula za sipanje nepolariziranih fotonov na delcih brez strukture z maso M in nabojem e_0 [10].) V limiti $\omega \rightarrow 0$ preide člen v dobro znano Thomsonovo formulo

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{d\sigma_{\text{Powell}}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2\theta),$$

kjer je r_0 klasični radij delca z maso M . (Thomsonova limita sipalnega preseka sledi iz klasične elektrodinamike in ne vsebuje kvantnih efektov.) Powellov presek je eksaktno izračunljiv, celotni diferencialni sipalni presek (4) pa merimo pri poskusu, tako da sta parametra α_p in β_p edini neznanki.

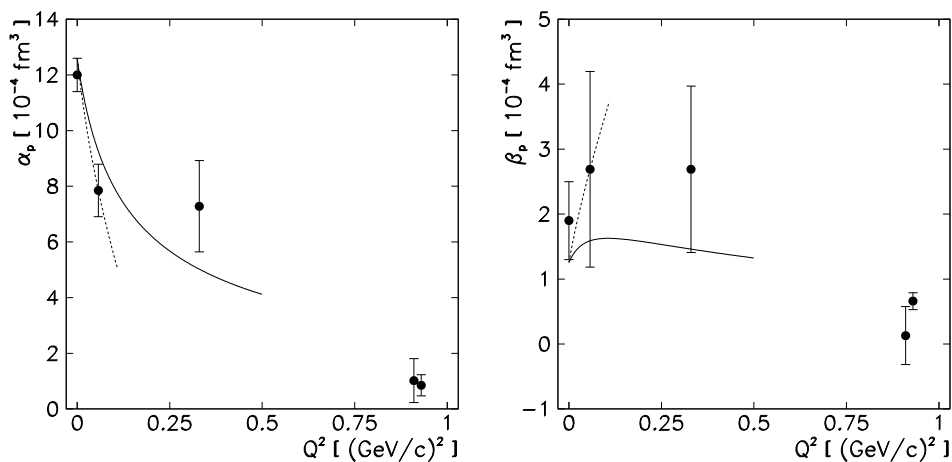
Iz enačbe (4) je razvidno, da je presek za sipanje v $\theta = 0^\circ$ občutljiv le na vsoto $\alpha_p + \beta_p$, presek za sipanje v $\theta = 180^\circ$ pa le na razliko $\alpha_p - \beta_p$. Prav to kotno odvisnost izkoriščajo pri meritvah comptonskega sipanja fotonov na protonih. (In prav zato sta merski napaki za α_p in β_p antikorelirani.) Iz meritve pri $\theta = 90^\circ$ lahko osamijo α_p , medtem ko polarizirnosti β_p ne moremo izmeriti ločeno. Povprečji svetovnih meritev [8] sta $\alpha_p = (12,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-4} \text{ fm}^3$ oziroma $\beta_p = (1,9 \mp 0,6) \cdot 10^{-4} \text{ fm}^3$. Vsota električne in

magnetne polarizirnosti je omejena z Baldinovem vsotnim pravilom

$$\alpha_p + \beta_p = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\text{prag}}^{\infty} \frac{\sigma_{\text{tot}}(\omega)}{\omega^2} d\omega = (13,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \text{ fm}^3.$$

To vsotno pravilo je izpeljano iz zelo strogih teoretičnih predpostavk in poveže vsoto polarizirnosti z integralom totalnega fotoabsorpcijskega preseka, uteženega z $1/\omega^2$, ter ga je mogoče preveriti neodvisno.

V zadnjih nekaj letih so napravile meritve polarizirnosti še velikanski korak naprej. Namesto realnih fotonov uporabimo virtualne: proton pri elektronskem sipanju najprej absorbira virtualni foton, nato pa izseva realni foton (virtualno comptonско sipanje, slika 1d). Detektiramo odrinjeni proton. Podobno kot z elektromagnetnimi oblikovnimi faktorji z meritvijo presekov za virtualno comptonско sipanje in določitvijo ustreznih *posplošenih polarizirnosti* ugotavljamo, kakšno prostorsko porazdelitev imata električna in magnetna polarizacija v protonu. S posplošenimi polarizirnostmi torej izrazimo, na kakšen način in v kolikšni meri se sestavni deli protona, kvarki in pioni, preurejajo v zunanjem elektromagnetnem polju. Povsem analogno s kvadratom radija naboja (enačba (2)) definiramo tudi pričakovano vrednost kvadrata električnega polarizirnostnega radija s strmino posplošene električne polarizirnosti $\langle r_\alpha^2 \rangle_p \propto -6 (d\alpha_p/dQ^2)$ v limiti $Q^2 \rightarrow 0$.



Slika 3. Posplošena električna (levo) in magnetna (desno) polarizirnost protona v odvisnosti od prenosa gibalne količine pri virtualnem comptonском sipanju. Polna krivulja predstavlja teoretični izračun polarizirnosti, ki pri $Q^2 > 0,5 (\text{GeV}/c)^2$ postane nezanesljiv [12], črtkana krivulja pa pričakovano obnašanje α_p in β_p pri zelo nizkih Q^2 .

Meritve posplošenih polarizirnosti z virtualnim comptonским sipanjem so na frontni črti eksperimentalne hadronske fizike. Iz centrov MIT-Bates, MAMI in Jefferson Laboratory [11] imamo zato za zdaj na voljo le peščico rezultatov, iz katerih pa že lahko v grobem razberemo dve izstopajoči potezi (slika 3). Relativno velika pričakovana vrednost $\langle r_a^2 \rangle_p$ nam pove, da v posplošeni električni polarizirnosti protona $\alpha_p(Q^2)$ prevladujejo mezonski efekti: kvazistatično električno polje virtualnih fotonov polarizira proton tako, da premakne težišče pozitivno nabitega pionskega oblaka, ki obdaja kvarkovsko sredico. Po drugi strani je magnetna polarizirnost $\beta_p(Q^2)$ nekajkrat manjša od električne in se v odvisnosti od prenosa gibalne količine le počasi spreminja: to razložimo s paramagnetnim prispevkom kvarkovske sredice, ki je skoraj nasprotno enak diamagnetnemu prispevku pionskega oblaka.

LITERATURA

- [1] I. A. Qattan et al., *Precision Rosenbluth Measurement of the Proton Elastic Form Factors*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005), 142301.
- [2] R. Hofstadter, F. Bumiller in M. R. Yearian, *Electromagnetic Structure of the Proton and Neutron*, Rev. Mod. Phys. **30** (1958) 2, str. 482–497.
- [3] J. J. Kelly, *Nucleon Charge and Magnetization Densities from Sachs Form Factors*, Phys. Rev. C **66** (2002), 065203.
- [4] O. Gayou et al., *Measurement of G_{E_p}/G_{M_p} in $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$ to $Q^2 = 5.6 \text{ GeV}^2$* , Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 9, 092301.
- [5] D. Day, *Nucleon elastic form factors – Current status of the experimental effort*, Eur. Phys. J. A **31** (2007) 4, str. 560–565.
- [6] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), *Review of particle physics*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33** (2006), str. 1–1232.
- [7] M. D. Bonin in V. Kresin, *Electric-dipole polarizabilities of atoms, molecules and clusters*, World Scientific, Singapore, 1997.
- [8] M. Schumacher, *Polarizability of the Nucleon and Compton Scattering*, Prog. Part. Nucl. Phys. **55** (2005), str. 567–646.
- [9] J. L. Powell, *Note on the Bremsstrahlung Produced by Protons*, Phys. Rev. **75** (1949) 1, str. 32–34.
- [10] V. B. Berestetskii, E. M. Lifshits in L. P. Pitaevskii, *Quantum electrodynamics*, Pergamon Press, Oxford, 1980.
- [11] P. Bourgeois et al. (OOPS Collaboration), *Measurements of the Generalized Electric and Magnetic Polarizabilities of the Proton at Low Q^2 Using the Virtual-Compton-Scattering Reaction*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006), 212001; J. Roche et al., *First Determination of Generalized Polarizabilities of the Proton by a Virtual Compton Scattering Experiment*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 4, str. 708–711; G. Laveissière et al. (Hall A Collaboration), *Measurement of the Generalized Polarizabilities of the Proton in Virtual Compton Scattering at $Q^2 = 0.92$ and 1.76 GeV^2* , Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 12, 122001.
- [12] T. R. Hemmert et al., *Generalized Polarizabilities and the Chiral Structure of the Nucleon*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1, str. 22–25; T. R. Hemmert et al., *Generalized polarizabilities of the nucleon in chiral effective theories*, Phys. Rev. D **62** (2000), 014013.