

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS

Rentgeno spinduliuotė

Savybės, sąveika su medžiaga, taikymas projekcinėje radiografijoje

Parengė A. Poškus

Vilnius,

2012-12-30

Turinys

1. Įvadas	2
2. Rentgeno spinduliuotės sąveika su medžiaga.....	3
2.1. Sąveikos vyksmai	3
2.1.1. Reilėjaus sklaida.....	4
2.1.2. Komptono sklaida	4
2.1.3. Fotoefektas	6
2.1.4. Porų kūrimas	7
2.2. Rentgeno spinduliuotės silpimas medžiagoje.....	8
2.3. Rentgeno spinduliuotės energijos sugertis medžiagoje	11
2.3.1. Fotonų arba energijos įtėkis, srautas, srauto tankis.....	11
2.3.2. Kerma ir sugertoji dozė	11
2.3.3. Ekspozicinė dozė.....	12
2.3.4. Sugertoji energija, lygiavertė dozė ir efektinė dozė.....	13
3. Projekcinės rentgeno radiografijos metodai ir įrenginiai.....	15
3.1. Įvadas.....	15
3.2. Rentgeno spinduliuotės generavimo fizikiniai principai ir spektras	16
3.3. Mozlio dėsnis	22
3.4. Medicininėje radiografijoje naudojami rentgeno vamzdžiai	24
3.5. Kontrastas ir dozė radiografijoje.....	34
3.6. Išsklaidytoji spinduliuotė projekcinėje radiografijoje.....	36
Literatūra.....	40

1. Įvadas

Dauguma medicinos vaizdinimo metodų remiasi tuo, kad išorinio šaltinio spinduliuotė įsiskverbia į žmogaus kūną ir sąveikauja su jo audiniais. Taigi, yra du bendri reikalavimai, kuriuos turi atitikti spinduliuotė: 1) ji turi būti pakankamai **skvarbi**, kad galėtų įsiskverbti pakankamai giliai į biologinį audinį; 2) ji turi **sąveikauti** su audinio molekulėmis. Jeigu spinduliuotės energija tiesiog pereitų pro kūną be jokios sąveikos su juo (t. y. be sugerties arba sklaidos), tada detektuota spinduliuotė neturėtų jokios naudingos informacijos. Vienintelė išimtis iš šios taisyklės yra žymėtųjų atomų metodas (vienas iš branduolinės medicinos vaizdinimo metodų), kuris remiasi tuo, kad radioaktyviųjų atomų pasiskirstymas organizme yra netolygus ir atspindi organizme vykstančius fiziologinius procesus. Šiuo atveju siekiama išmatuoti spinduliuotės *šaltinio* (t. y. žymėtųjų atomų) pasiskirstymą erdvėje, todėl pageidautina, kad spinduliuotė kuo mažiau sąveikautų su aplinkiniais audiniais, nes tokia sąveika iškraipytų spinduliuotės nešamą informaciją.

Fotonai

Rentgeno spinduliuotė – elektromagnetinės bangos, kurių bangos ilgis yra 1 angstromo eilės arba mažesnis ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$). Tas bangas galima nagrinėti kaip tam tikrų dalelių – fotonų – srautą. Fotono energija:

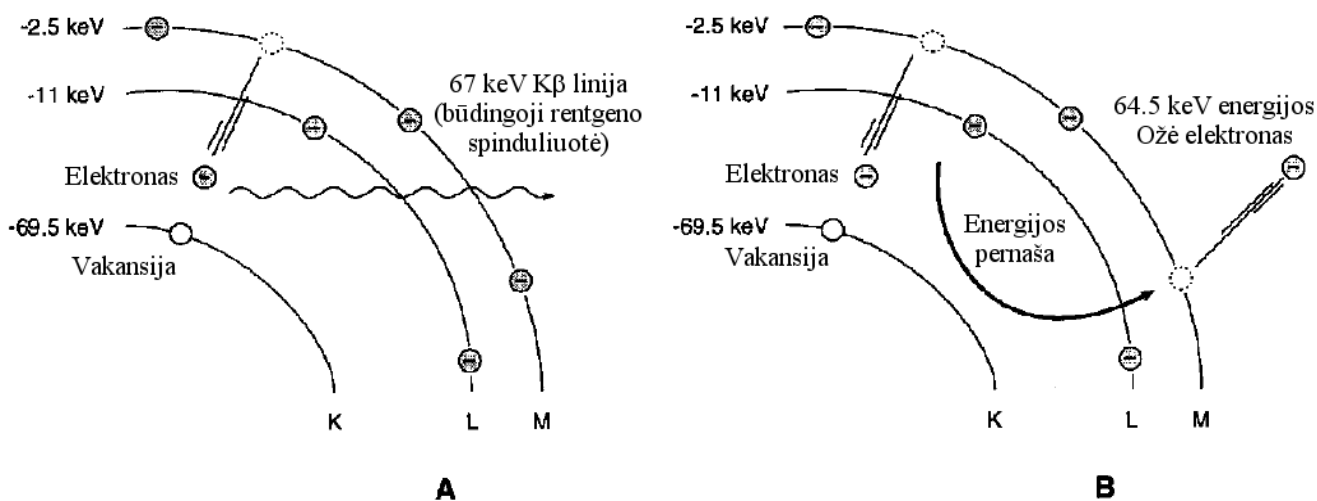
$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda};$$

čia h yra **Planko konstanta**: $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$, c yra šviesos greitis: $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, ν yra spinduliuotės dažnis, λ yra bangos ilgis.

Energijos vienetas – elektronvoltas: $1 \text{ eV} = e \cdot 1 \text{ V} = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

Kiloelektronvoltas: $1 \text{ kV} = 1000 \text{ eV}$.

Elektronų šuoliai tarp atomo energijos lygmenų



1.1 pav. Elektronų šuoliai sužadintame volframo atome. Įvykus elektrono šuoliui iš aukštesnio sluoksnio į vakansiją, kuri yra viename iš vidinių sluoksnių, gali būti išspinduliuotas būdingosios spinduliuotės kvantas – **fotonas** (A) arba **Ožė elektronas** (B). Kairėje nurodytos sluoksnių ryšio energijos

Būdingoji rentgeno spinduliuotė smulkiau aptariama 3.2 skirsnyje.

2. Rentgeno spinduliuotės sąveika su medžiaga

2.1. Sąveikos vyksmai

Sklaida – toks sąveikos vyksmas, kai krintantysis fotonas pakeičia judėjimo kryptį.

Sugertis (absorbicija) – tai sąveikos vyksmas, kai krintantysis fotonas nustoja egzistuoti (sugeriamas).

Tarkime, siauras lygiagretus vienodos energijos fotonų pluoštas krinta į medžiagos sluoksnį, kurio storis x (žr. 2.1 pav.). Praktikoje siauro lygiagretaus spinduliuotės pluošto formavimas vadinamas **kolimacija**. Kolimacijai naudojamas pakankamai storas spinduliuotę sugeriančios medžiagos sluoksnis, kuriame padarytas siauras kanalas spinduliuotei pereiti (žr. 2.1 pav.). Tas kanalas vadinamas **kolimatoriumi**. Tiriamosios medžiagos sluoksnis yra tarp spinduliuotės šaltinio ir detektoriaus. Pradinė fotonų sklaidimo kryptis yra nukreipta į detektorių, t. y., jeigu nebūtų medžiagos sluoksnio, visi fotonai pasiektų detektorių ir būtų užregistruoti. Kaip parodyta 2.1 pav., medžiagoje fotonas gali būti sugertas (tada fotonas išnyksta), arba jis gali būti išsklaidytas (tada fotonas nukreipiamas į šalį nuo detektoriaus). Fotonai, kurie pasiekia detektorių – tai tie fotonai, kurie, pereidami pro medžiagą, nė karto nesąveikavo su medžiagos atomais. Tokių fotonų skaičius mažėja didėjant medžiagos sluoksnio storiui. Pradinės krypties ir energijos fotonų skaičiaus sumažėjimas (t. y. sąveikavusių su medžiaga fotonų skaičius), kai lygiagretus spinduliuotės pluoštas pereina per nykstamo storio medžiagos sluoksnį, kurio storis dx :

$$-dN = \mu N dx ;$$

čia N yra kritusių į sluoksnį fotonų skaičius, o μ yra **ilginis silpimo koeficientas**. Jo matavimo vienetas yra cm^{-1} .

μ vertė priklauso nuo medžiagos atominio numerio Z ir nuo fotonų energijų pasiskirstymo (spektro.) Kadangi, didėjant storiui x , jį perėjusių fotonų skaičius N mažėja, tai, perėjus prie baigtinių (ne nykstančių) pokyčių, ΔN nebus tiesiog proporcingas Δx .

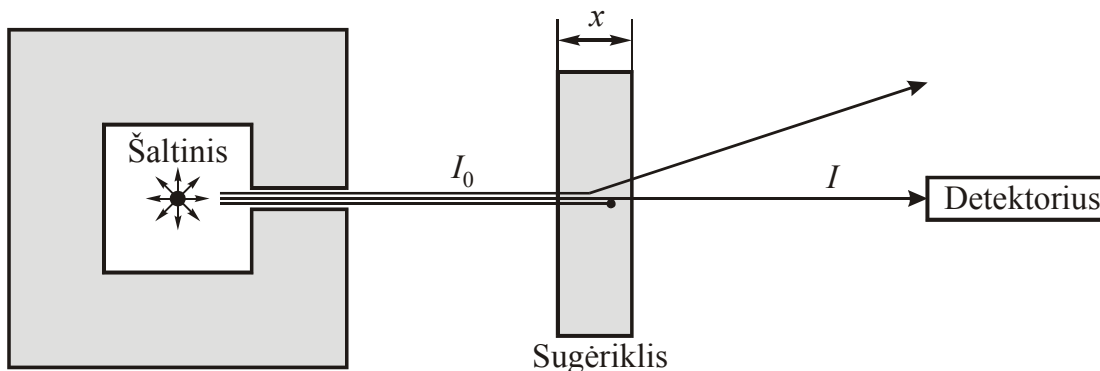
Kai spinduliuotę sudaro vienodos energijos fotonai („monoenerginė“ spinduliuotė), tada μ yra vienodas visuose pluošto taškuose, todėl suintegravus išvedama:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} ,$$

čia N_0 yra kritusių į medžiagą fotonų skaičius, o $N(x)$ yra tos pačios krypties ir energijos fotonų skaičius gylyje x .

Vietoj ilginio silpimo koeficiento μ dažnai vartojamas **masinis silpimo koeficientas** μ_m , kuris yra lygus ilginio silpimo koeficiento ir medžiagos tankio santykiui:

$$\mu_m = \mu / \rho .$$



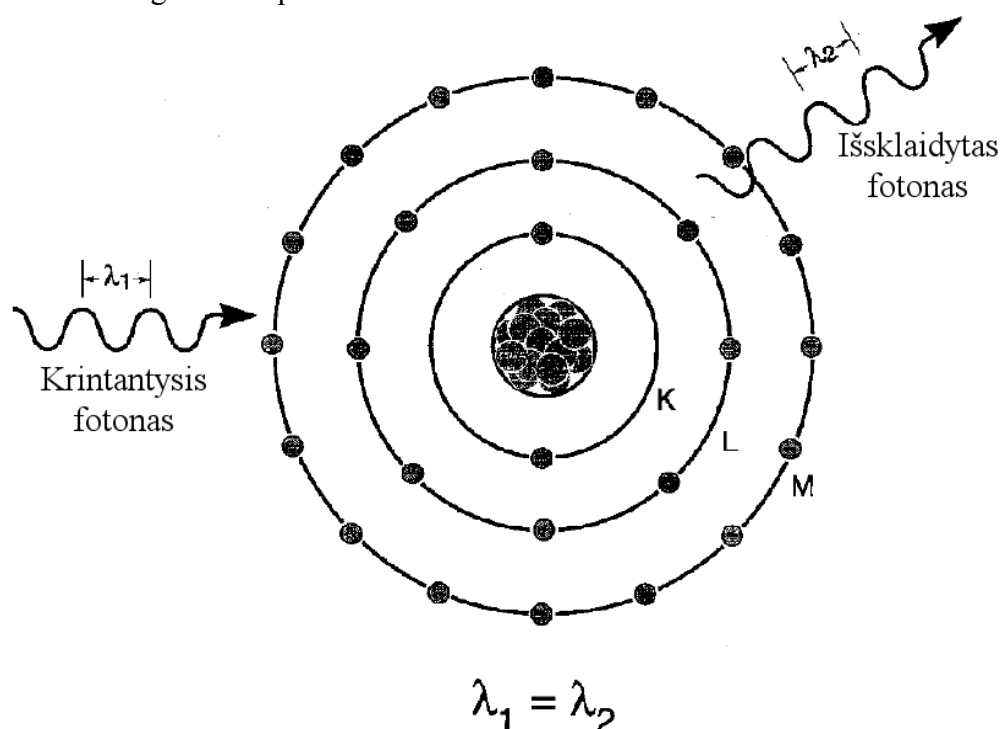
2.1 pav. Rentgeno arba gama spinduliuotės sugerties medžiagoje tyrimo eksperimentas. Siauras lygiagretus spinduliuotės pluoštas krinta į medžiagos („sugėriklio“) sluoksnį, kurio storis x . Tame sluoksnyje kai kurie fotonai yra sugeriami arba išsklaidomi. Detektorių pasiekia visi likusieji fotonai (tie, kurie nesąveikavo su medžiaga)

Masinis silpimo koeficientas yra vienodas visoms vienodos cheminės sudėties medžiagoms, nepriklausomai nuo jų tankio ir agregatinės būsenos. Pvz., vandens, ledo ir vandens garų masiniai silpimo koeficientai yra vienodi.

Silpimo koeficientas (ilginis arba masinis) – tai suma koeficientų, atitinkančių kiekvieną galimą sąveikos vyksmą. Skirtingų sąveikų santykinį įnašą į pilnutinį spinduliuotės silpimą konkrečioje medžiagoje įprasta apibūdinti lyginant silpimo koeficientus, atitinkančius kiekvieną iš tų vyksmų.

2.1.1. Reilėjaus sklaida

Reilėjaus sklaida – tai tokia sklaida, kai elektromagnetinės spinduliuotės elektrinis laukas priverčia visus atomo elektronus virpėti harmoniniu dėsniu. Pagal klasikinę elektrodinamiką harmoniniu dėsniu virpantis krūvininkas visomis kryptimis spinduliuoja to paties dažnio monochromatinės elektromagnetinės bangas. Tai yra išsklaidytosios bangos. Taigi, Reilėjaus sklaida yra *koherentinė*: jos metu nesikeičia elektromagnetinės spinduliuotės dažnis.



2.2 pav. Reilėjaus sklaida. Krintantis fotonas, kurio bangos ilgis λ_1 , sąveikauja su atomu ir dėl šios sąveikos atsiranda išsklaidytasis fotonas, kurio bangos ilgis $\lambda_2 = \lambda_1$. Išsklaidytojo fotono sklidimo kryptis dažniausiai yra artima krintančiojo fotono sklidimo kryptiai. K, L ir M yra elektronų sluoksniai

2.1.2. Komptono sklaida

Vykstant Rentgeno spindulių Komptono sklaidai, medžiagos atomas sugeria fotoną ir išspinduliuoja mažesnės energijos fotoną. Šį vyksmą galima teoriškai aprašyti kaip dviejų dalelių – fotono ir elektrono – tamprųjį susidūrimą. Tada fotono energijos sumažėjimas išplaukia iš energijos ir impulso tvermės dėsnių: fotonas dalį savo energijos perduoda elektronui ir pakeičia judėjimo kryptį.

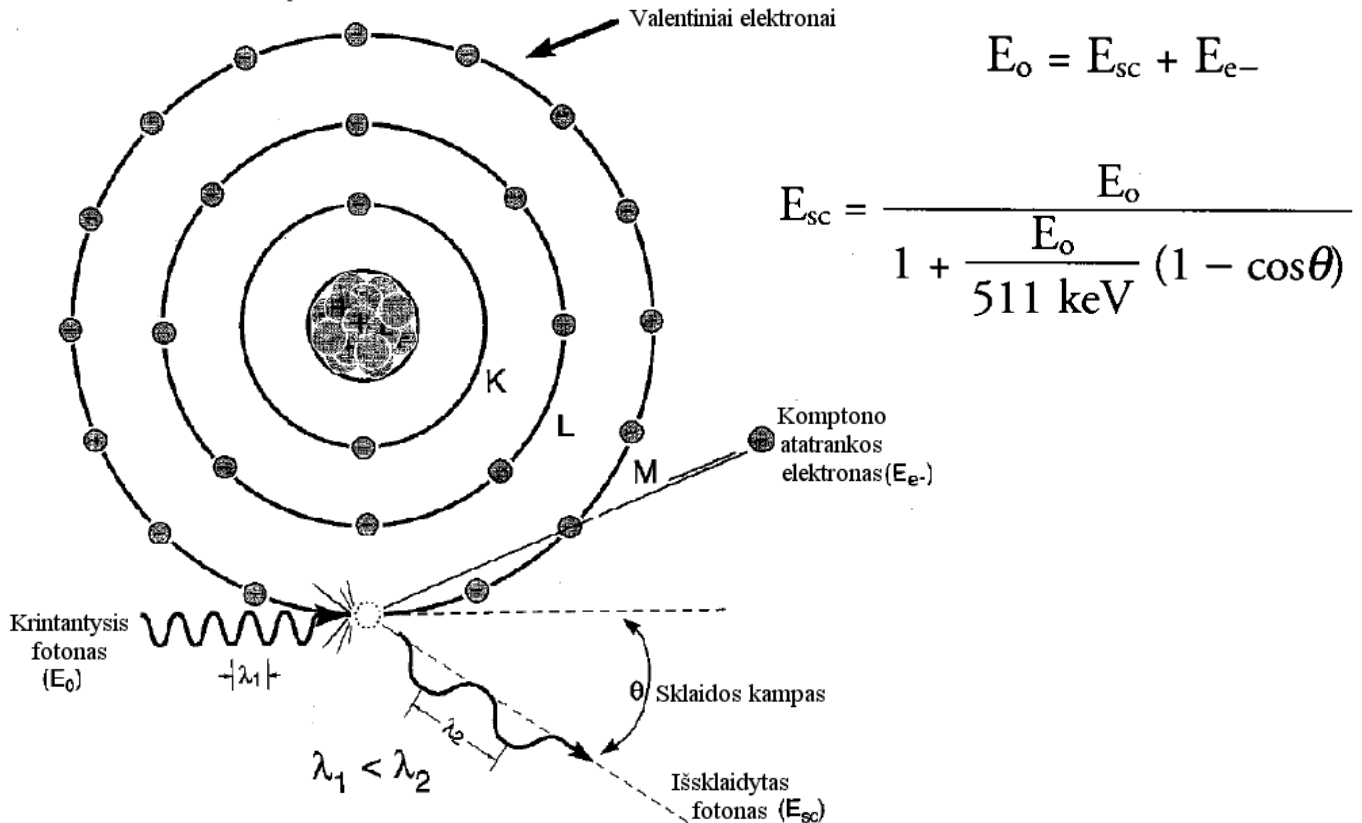
Nors elektronai, su kuriais sąveikauja fotonai, nėra laisvi, o priklauso atomams, tačiau elektrono ryšio energija atome neturi žymios įtakos Komptono sklaidos vyksmui ir fotono energijai po sklaidos (nepriklausomai nuo to, ar elektronas yra išlaisvinamas iš atomo, ar ne). Fotono energija (ir bangos ilgis) po sklaidos priklauso tik nuo fotono pradinės energijos ir sklaidos kampo θ . Fotono bangos ilgio padidėjimą Komptono sklaidos metu nusako **Komptono formulė**:

$$\Delta\lambda = \lambda_C (1 - \cos \theta),$$

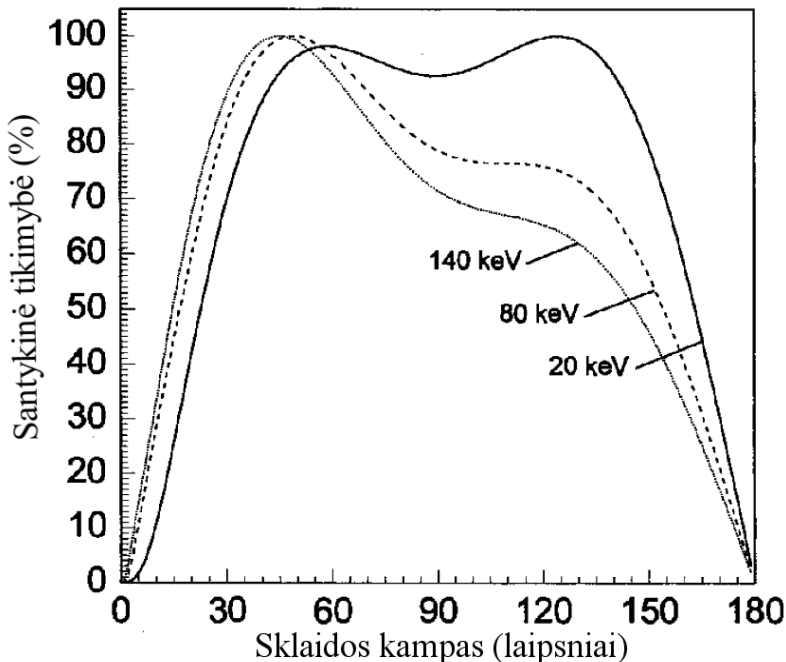
čia λ_C yra **Komptono bangos ilgis**:

$$\lambda_C = \frac{h}{m_e c} \approx 0,024 \text{ \AA},$$

čia h yra Planko konstanta, m_e yra elektrono rimties masė, o c yra šviesos greitis.



2.3 pav. Komptono sklaida. Krintantisys fotonas, kurio energija E_0 , sąveikauja su valentiniu elektronu. Dėl šios sąveikos iš atomo išlekia Komptono atatranks elektronas, kurio energija E_{e-} , ir atsiranda išsklaidytasis fotonas, kurio energija E_{sc} ir kuris juda kryptimi, sudarančia kampą θ su pradine fotono judėjimo kryptimi. K, L ir M yra elektronų sluoksniai

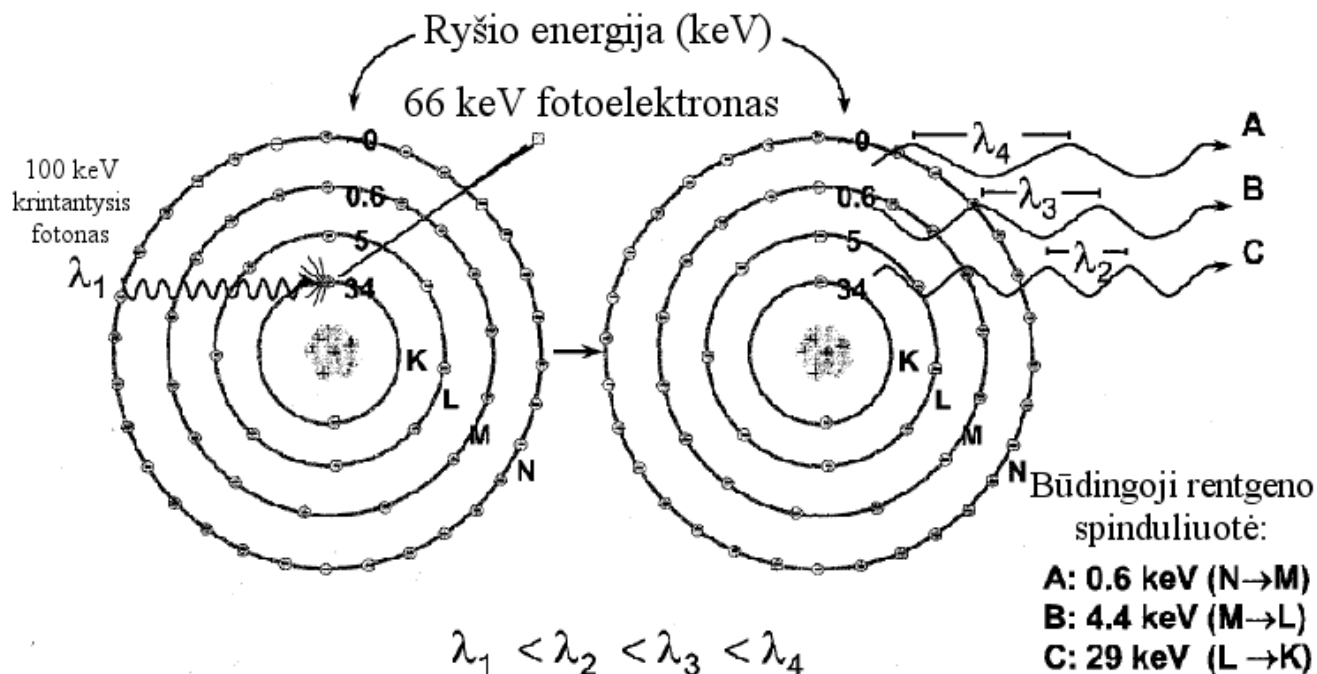


2.4 pav. Komptono sklaidos įvairiais kampais santykinės tikimybės priklausomybė nuo sklaidos kampo, esant kelioms pradinės fotono energijos vėrtėms

Ilginio silpimo koeficiento komponentė, kuri susijusi su Komptono sklaida, yra apytiksliai tiesiog proporcinga medžiagos tankiui. T. y. atitinkama masinio silpimo koeficiento komponentė yra apytiksliai vienoda visoms medžiagoms. Be to, Komptono sklaidos tikimybė didėja didėjant fotono energijai. Kai fotono energija didesnė už 10 keV, Komptono sklaidos tikimybė tampa didesnė už Reilėjaus sklaidos tikimybę.

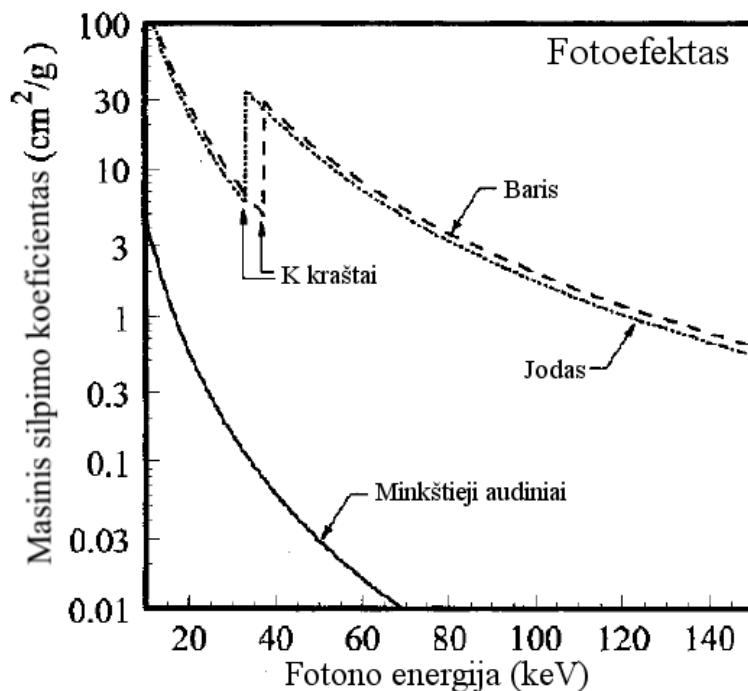
2.1.3. Fotoefektas

Fotoefekto (arba **fotoelektrinės sugerties**) metu atomas sugeria fotoną, ir iš atomo išlaisvinamas elektronas, kuris vadinamas **fotoelektronu**. Kitaip, negu vykstant Komptono sklaidai (kurios metu taip pat gali būti išlaisvinamas elektronas iš atomo), fotoefekto atveju neatsiranda antrinis fotonas. Kitas skirtumas lyginant su Komptono sklaida yra ta, kad fotoefektas galimas tik sąveikaujant fotonui su atomu (o Komptono sklaida galima ir sąveikaujant fotonui su laisvu elektronu). Iš energijos tvermės dėsnio išplaukia, kad fotoelektrono energija yra lygi kritusio fotonų energijos ir elektrono ryšio energijos atome skirtumui.



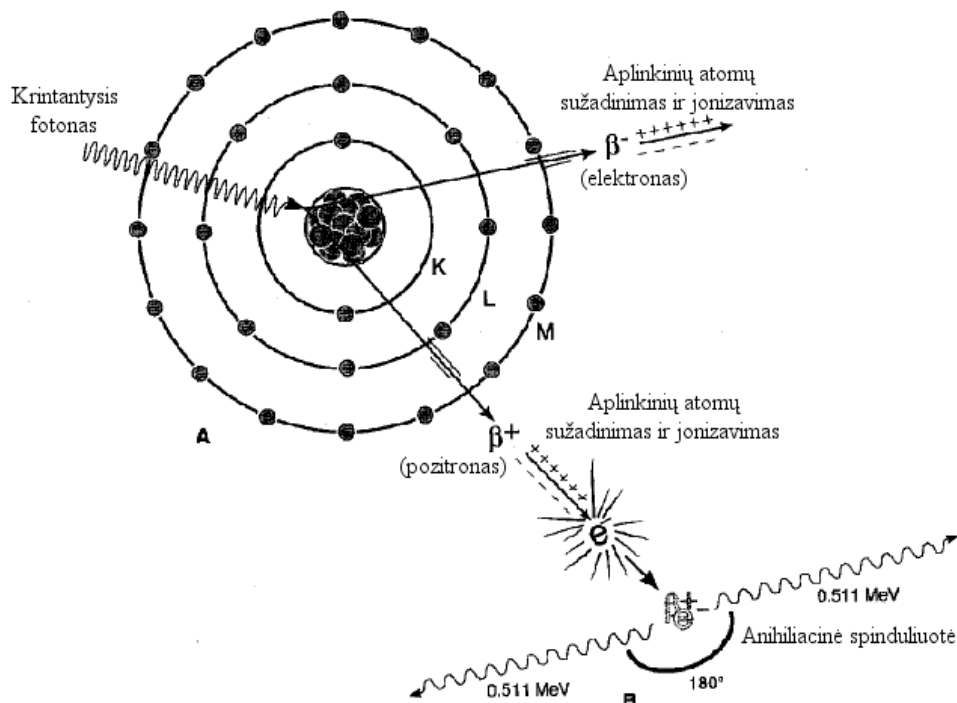
2.5 pav. Fotoefektas. Kairėje: 100 keV energijos fotonas sąveikauja su jodo atomu. Šiuo atveju iš K sluoksnio išlaisvinamas elektronas, kurio kinetinė energija lygi kritusio fotonų energijos ir K sluoksnio ryšio energijos (34 keV) skirtumui, t. y. 66 keV. Dešinėje: dėl K sluoksnyje atsiradusios vakansijos įvyksta elektrono šuolis iš L sluoksnio į K sluoksnį. Dėl šio šuolio išspinduliuojamas K_α fotonas, kurio energija yra lygi K ir L sluoksnių ryšio energijų skirtumui, t. y. 34 keV – 5 keV = 29 keV. Į vakansiją, kuri atsiranda L sluoksnyje, perskoka elektronas iš M sluoksnio ir t. t. Tokiu būdu atsiranda mažesnių energijų būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonai. Visų šių fotonų energijų suma yra lygi išlaisvinto fotoelektrono ryšio energijai. Vietoj būdingosios spinduliuotės fotonų gali būti išlaisvinami ir įvairios energijos Ožė elektronai (jie čia neparodyti)

Masinio silpimo koeficiento komponentė, kuri susijusi su fotoefektu, yra apytiksliai proporcinga Z^3 / E^3 , kur Z yra medžiagos atominis numeris, o E yra fotonų energija. Todėl fotoefektas labiausiai tikėtinas esant mažai fotonų energijai (tačiau ji turi būti didesnė už elektrono ryšio energiją) ir esant dideliame Z . Tada fotoefekto tikimybė gali viršyti Komptono sklaidos tikimybę. Kadangi medžiagos, kurios naudojamos rentgeno spinduliuotės registravimui (t. y. ekranų fosforai, radiografinės kontrastinės medžiagos), bei kaulinių audinių medžiagos yra sudarytos iš vidutinių arba sunkiųjų elementų, tai su jomis rentgeno spinduliai sąveikauja daugiausia dėl fotoefekto. Tačiau su medžiagomis, kurios sudarytos iš lengvųjų elementų (oras, minkštieji audiniai), rentgeno spinduliai sąveikauja daugiausia dėl Komptono sklaidos.

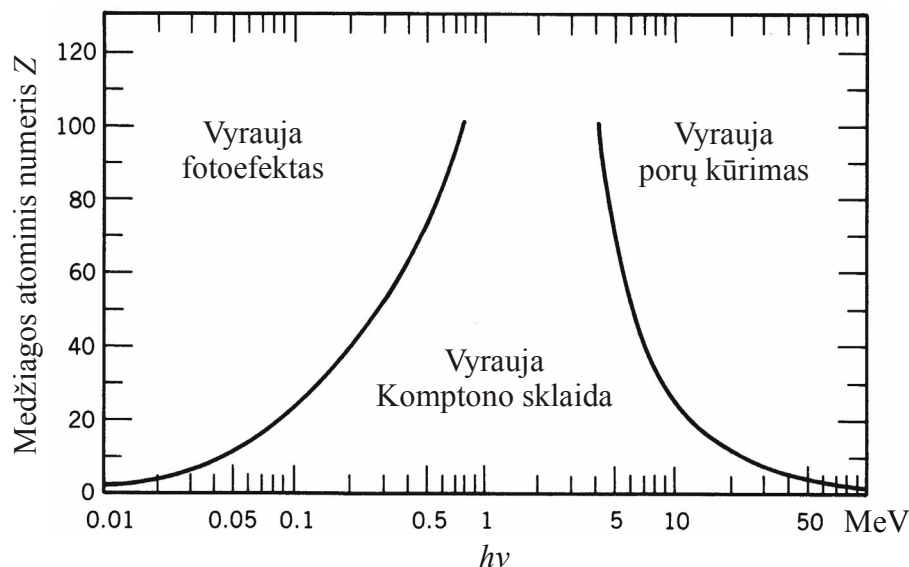


2.6 pav. Fotoelektrinio masinio silpimo koeficiento priklausomybė nuo fotonų energijos, kai sugėriklis yra biologinis audinys ($Z = 7$), jodas ($Z = 53$) ir baris ($Z = 56$). Kai fotonų energija pasiekia kurio nors iš vidinių elektronų sluoksnių (K, L, M) ryšio energiją, fotoelektrinės sugerties tikimybė staigiai padidėja, nes tampa galimas elektronų išlaisvinimas iš to sluoksnio (taigi, padidėja elektronų, kuriuos gali išlaisvinti fotonas, skaičius). Tie silpimo koeficiento šuoliai vadinami „*sugerties kraštais*“. Rentgeno diagnostikai naudojamų energijų intervale ($\sim 10 - 150$ keV) šis reiškinys yra ypač žymus tada, kai spinduliuotę sugeria didelio atominio numerio medžiagos, pvz., jodas arba baris

2.1.4. Porų kūrimas



2.7 pav. Porų kūrimas. **A:** Aukštos energijos krintantis fotonas, sąveikaudamas su atomo branduoliu, virsta elektrono ir pozitrono pora. Abi atsiradusios dalelės praranda kinetinę energiją dėl aplinkinių atomų sužadninimo ir jonizavimo. **B:** Kai pozitronas sustoja, jis anihiliuoja (susijungia) su medžiagos elektronu. Anihiliacijos metu pozitronas ir medžiagos elektronas išnyksta, virsdami dviem gama kvantais, kurių kiekvieno energija yra 511 keV. Kad taptų galimas porų kūrimas, fotonų energija turi viršyti dvigubą elektrono rimties energiją $2m_0c^2 = 1024$ keV. Dėl šio didelio energinio „slenksčio“ porų kūrimas nepasireiškia diagnostiniame energijų diapazone (10 keV – 150 keV).

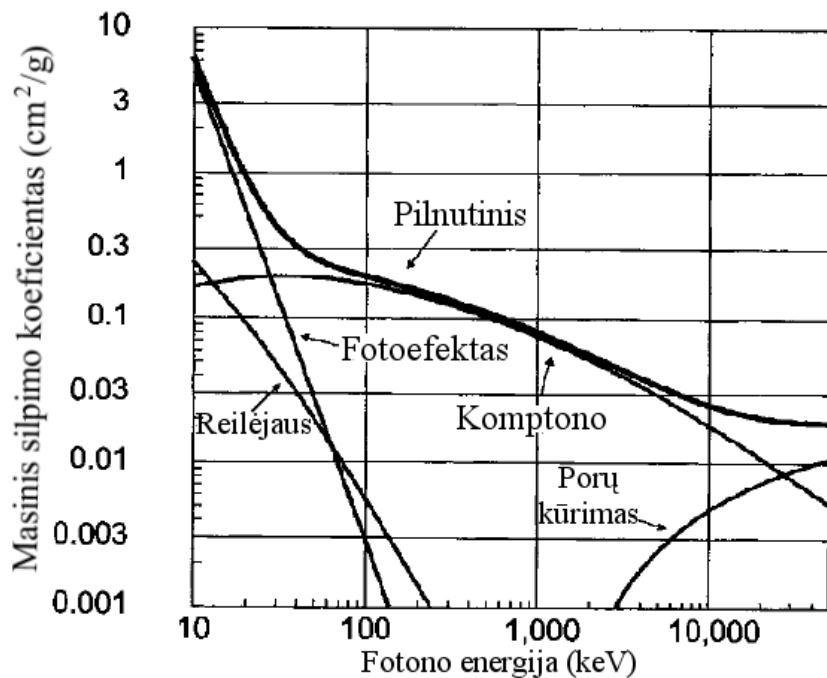


2.8 pav. Įvairių rentgeno spinduliuotės sąveikos su medžiaga mechanizmų santykinė svarba. Ant X ašies atidėta fotono energija (megaelektronvoltais).

2.2. Rentgeno spinduliuotės silpimas medžiagoje

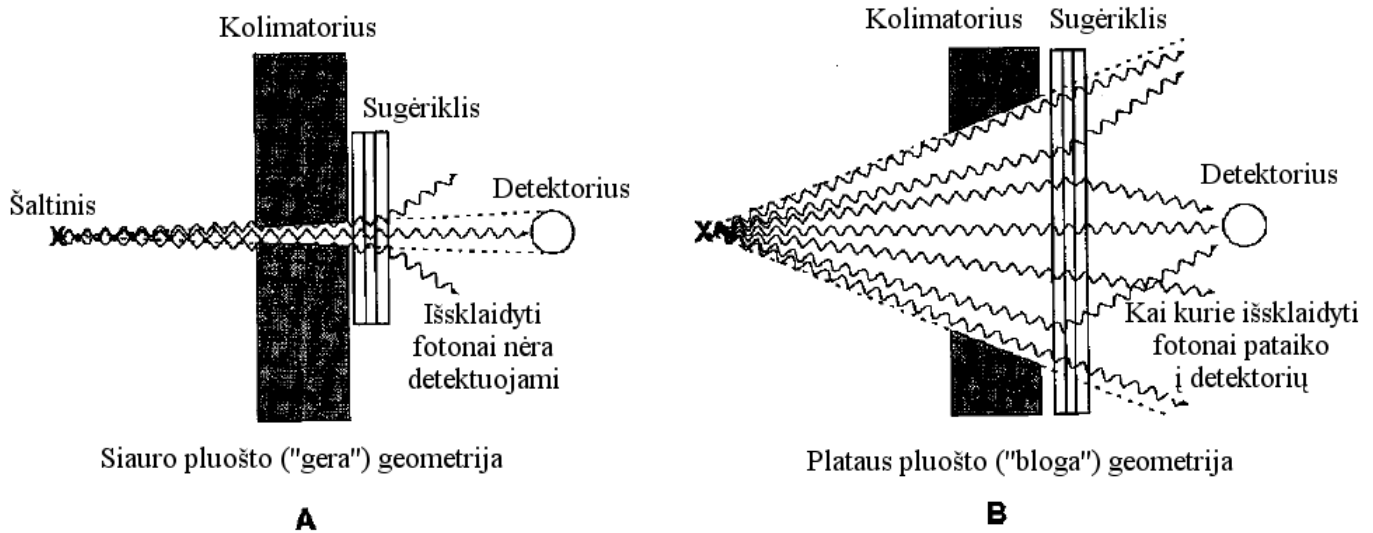
Jeigu vyrauja Komptono sklaida, tada masinis silpimo koeficientas yra apytiksliai vienodas skirtingose medžiagose. Jeigu silpimo koeficientui didelę įtaką daro ir kiti sąveikos vyksmai (fotoefektas ir porų kūrimas), tada skirtingų medžiagų masinis silpimo koeficientas gali būti labai skirtingas. Tačiau net ir tada, kai vyrauja fotoefektas, skirtingų medžiagų masinių silpimo koeficientų santykinis skirtumas (t. y. jų santykio nuokrypis nuo vieneto) yra mažesnis negu ilginių silpimo koeficientų. Todėl, pvz., viename grafike braižant labai skirtingo tankio medžiagų sugerties kreives ant abscisių ašies patogiau atidėti ne ilginį storį x , o masinį storį ρx (tada logaritminiame mastelyje tai yra tiesės, kurių krypties koeficientas yra priešingas masiniam silpimo koeficientui).

Minkštųjų audinių masiniai silpimo koeficientai



2.9 pav. Silpimo koeficientų, kurie atitinka Reilėjaus sklaidą, fotoelektrinę sugertį, Komptono sklaidą ir porų kūrimą, priklausomybė nuo energijos, kai sugėriklis yra minkštasis biologinis audinys ($Z = 7$)

Rentgeno arba gama spinduliuotės sugerties tyrimo eksperimentas, kurio schema pavaizduota 2.1 pav. ir 2.10a pav., kartais vadinamas „šiauro pluošto“ arba „geros geometrijos“ matavimu. Jo ypatybė yra ta, kad detektorius skaičiuoja tik tuos fotonus, kurie perėjo sugėriklį, nesąveikaudami su jo medžiaga. Iš tikro matavimų sąlygos niekada nebūna tokios idealios, t. y. detektorius kartais gali užregistruoti ir tokį fotoną, kuris buvo išsklaidytas sugėriklyje. 2.10b pav. yra pateiktas „blogos geometrijos“ pavyzdys. Šiuo atveju matavimo geometrija yra „bloga“ ta prasme, kad yra palyginti didelė tikimybė užregistruoti išsklaidytuosius fotonus. Taip yra todėl, kad šaltinio spinduliuotės pluoštas nėra kolimuotas (arba sugėriklis yra pernelyg arti šaltinio). Tada, didinant sugėriklio storį, detektorių pasiekusios spinduliuotės



2.10 pav. A: Siauro pluošto (arba „gera“) geometrija reiškia, kad detektorius pasiekia tik fotonai, kurie nesąveikavo su medžiaga. **B:** Plataus pluošto (arba „blogos“) geometrijos sąlygomis kai kurie išsklaidytieji fotonai gali pasiekti detektorius, todėl išmatuotasis silpimo koeficientas būna mažesnis už tą, kuris atitinka gerą geometriją

intensyvumo mažėjimas yra lėtesnis negu „geros geometrijos“ sąlygomis. Todėl, aproksimavus išmatuotąją intensyvumo priklausomybę nuo storio eksponentine funkcija (žr. 2.1 skirsnį), gautoji silpimo koeficiento vertė yra mažesnė už tikrąją. Be to, „blogos geometrijos“ atveju tas mažėjimas neatitinka eksponentinio silpimo dėsnio.

Pusėjimo storis (angl. *half value layer*, *HVL*) yra medžiagos sluoksnio, per kurį pereina pusė kritusių fotonų, storis.

Jeigu spinduliuotė yra monoenerginė, o matavimai atliekami „geros geometrijos“ sąlygomis (t. y. kai yra krintančioji ir detektuojamoji spinduliuotė yra siauro lygiagretaus pluošto pavidalo), tada HVL ir μ vertės yra vienareikšmiškai susijusios tarpusavyje:

$$\begin{aligned}
 N_0/2 &= N_0 e^{-\mu(HVL)} \\
 1/2 &= e^{-\mu(HVL)} \\
 \ln(1/2) &= \ln e^{-\mu(HVL)} \\
 -0.693 &= -\mu(HVL) \\
 HVL &= 0.693/\mu
 \end{aligned}$$

Vidutinis laisvasis kelias (angl. *mean free path*, *MFP*):

$$MFP = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{0.693/HVL} = 1.44 HVL$$

Polienerginio (t. y. įvairių energijų fotonų) pluošto **efektinė energija** – tai monoenerginio (t. y. vienos energijos fotonų) pluošto, kurio HVL yra toks pats kaip duotojo polienerginio pluošto, energija.

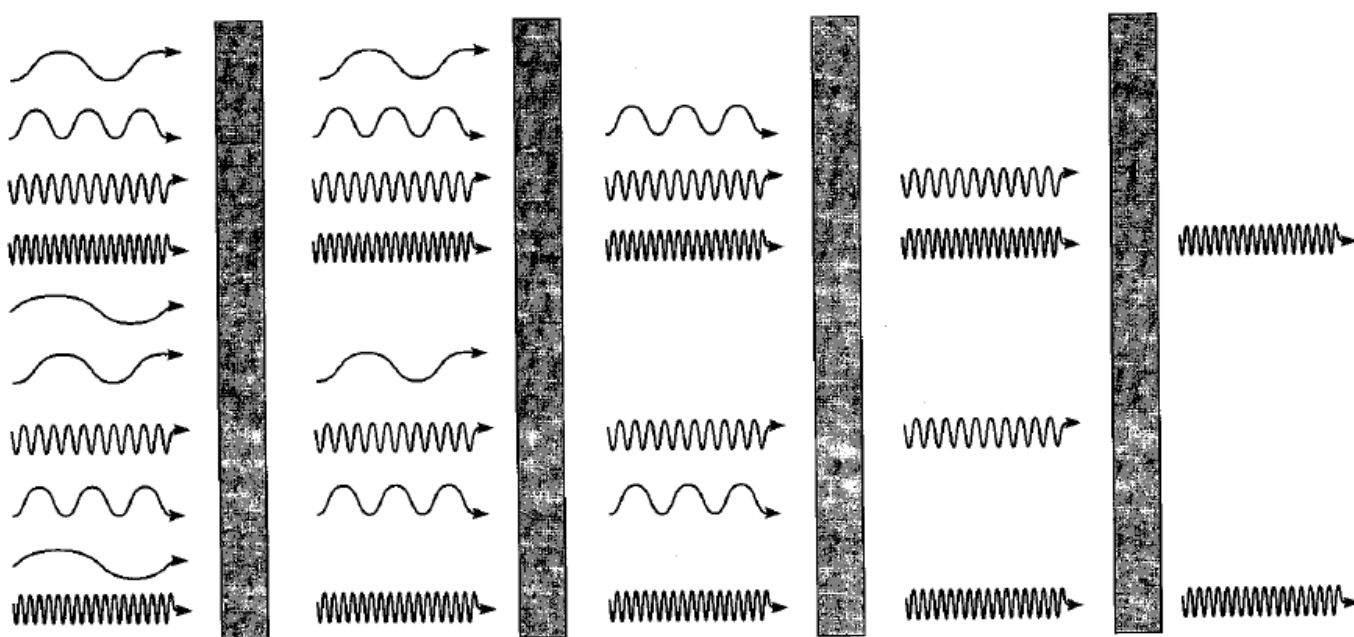
Taigi, HVL matavimas gali būti naudojamas kaip netiesioginis spinduliuotės energijos matavimo metodas.

2.1 lentelė. Aliuminio HVL ir efektinės energijos sąryšis

HVL (mm Al)	Efektinė energija (keV)
0.26	14
0.39	16
0.55	18
0.75	20
0.98	22
1.25	24
1.54	26
1.90	28
2.27	30
3.34	35
4.52	40
5.76	45
6.97	50
9.24	60
11.15	70
12.73	80
14.01	90
15.06	100

Pluošto „kietėjimo“ efektas:

Vidutinė fotono energija ir HVL didėja
 →
 Fotonų srauto tankis („intensyvumas“) mažėja



2.11 pav. Vidutinė pluošto energija didėja (t. y. pluoštas „kietėja“), nes mažos energijos fotonai pereina mažesni storį, negu didelės energijos fotonai

2.3. Rentgeno spinduliuotės energijos sugertis medžiagoje

2.3.1. Fotonų arba energijos įtėkis, srautas, srauto tankis

$$\text{Fotonų įtėkis: } \Phi = \frac{\text{Fotonų skaičius}}{\text{Plotas}}$$

$$\text{Energijos įtėkis: } \Psi = \frac{\text{Energija}}{\text{Plotas}} \equiv \Phi \cdot E$$

$$\text{Fotonų srautas: } I = \frac{\text{Fotonų skaičius}}{\text{Laikas}}$$

$$\text{Energijos srautas: } I_E = \frac{\text{Energija}}{\text{Laikas}} \equiv I \cdot E$$

$$\text{Fotonų srauto tankis: } \dot{\Phi} = \frac{\text{Fotonų skaičius}}{\text{Plotas} \cdot \text{Laikas}}$$

$$\text{Energijos srauto tankis: } \dot{\Psi} = \frac{\text{Energija}}{\text{Plotas} \cdot \text{Laikas}} \equiv \dot{\Phi} \cdot E$$

Čia E yra vidutinė fotono energija.

2.3.2. Kerma ir sugertoji dozė

Jeigu lygiagretus vienos energijos fotonų pluoštas statmenai krinta į plokščią sluoksnį, kurio storis x , tada prėjusios spinduliuotės intensyvumas (t. y. energijos kiekis ploto vienetui per laiko vienetą) priklauso nuo x apytiksliai eksponentiniu dėsnium:

$$I = I_0 \exp(-\mu_e x).$$

Taigi, intensyvumo I priklausomybė nuo sluoksnio storio x yra tokio paties pavidalo kaip tą sluoksnį perėjusių fotonų skaičiaus N priklausomybė nuo x , t. y. eksponentinė (žr. 2.1 skirsnį). Tačiau dabar vietoj ilginio silpimo koeficiento μ (kuris nusako sąveikavusių su medžiaga fotonų skaičiaus santykinės dalies didėjimą didėjant sluoksnio storiui) reikia vartoti **energijos sugerties koeficientą** μ_e , kuris nusako pilnutinės medžiagoje sugertos energijos santykinės dalies didėjimą. Energijos sugerties koeficientas μ_e apibūdinamas analogiškai ilginiam silpimo koeficientui μ , tačiau vietoj sąveikavusių fotonų skaičiaus naudojant sugertos energijos kiekį, o vietoj krintančio fotonų skaičiaus naudojant krintančios energijos kiekį. Jeigu vienintelis sąveikos vyksmas būtų fotonų sugertis (pvz., fotoefektas) ir jeigu visa atsiradusių greitųjų elektronų kinetinė energija būtų sugerama jų atsiradimo vietoje, tada μ_e sutaptų su μ . Tačiau, kadangi kai kurių sąveikos įvykių metu fotonas perduoda tik dalį savo energijos (Komptono sklaida), tai $\mu_e < \mu$. Kitas veiksnys, kuris papildomai sumažina μ_e , yra tas, kad greitieji elektronai, kurie atsirado dėl fotonų sąveikos su medžiaga (Komptono atitransformacijos elektronai ir fotoelektronai), taip pat gali prarasti tik dalį savo energijos toje medžiagoje (kita dalis gali būti išspinduliuota stabdomosios spinduliuotės pavidalu ir išeiti iš medžiagos). Dėl pastarosios priežasties pilnutinė medžiagoje sugerta energija bendroju atveju yra mažesnė už kinetinę energiją, kurią fotonai perdavė medžiagos elektronams. Pastaroji energija, apskaičiuota masės vienetui, yra vadinama **kerma** (šis terminas kilo iš angliškų žodžių „kinetic energy released in matter“ – medžiagai perduota kinetinė energija). Kermos skaičiavimas:

$$K \equiv \frac{\Delta E_{\text{kin}}}{\Delta m}.$$

Dažniausiai kerma yra artima **sugertajai dozei** – energijos kiekiui, kuris buvo sugertas vienetinės masės srityje, dėl tos pačios srities apšvitinimo jonizuojančiąja spinduliuote:

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m} = \Psi \left(\frac{\mu_e}{\rho} \right)_E$$

Kaip matome iš pastarosios formulės, sugertąją dozę galima apskaičiuoti, jeigu yra žinomi medžiagos masinis energijos sugerties koeficientas (t. y. ilginio energijos sugerties

koeficiento μ_e , atitinkančio duotąją fotonų energiją E , ir medžiagos tankio ρ santykis) ir energijos įtėkis Ψ .

Sisteminis kermos ir sugertosios dozės matavimo vienetas yra grėjus ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J} / \text{kg}$). Nesisteminis matavimo vienetas yra radas ($1 \text{ rad} = 0,01 \text{ Gy}$). Kadangi rentgeno spinduliuotės, kuri naudojama diagnostinėje radiologijoje, fotonų energija yra palyginti maža ($\sim 10 \text{ keV}$ eilės), tai stabdomosios spinduliuotės vaidmuo yra labai mažas ir $D \approx K$.

2.3.3. Ekspozicinė dozė

Ekspozicinė dozė – tai pilnutinis vieno ženklų krūvis, kuris atsirado oro masės vienetė dėl oro molekulių jonizavimo, veikiant orą jonizuojančiąja elektromagnetine spinduliuote:

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m}$$

Nesisteminis ekspozicinės dozės vienetas yra **rentgenas**:

$$1\text{R} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$$

Ekspozicinė dozė yra naudinga dėl dviejų priežasčių: 1) ją lengva išmatuoti naudojant standartinius dujinius detektorius; 2) oro efektinis atominis numeris (Z) yra apytiksliai toks pats kaip minkštojo biologinio audinio. Dėl pastarosios priežasties yra vienodas ir vidutinis energijos kiekis, kuris turi būti perduotas medžiagai, kad būtų jonizuota viena molekulė. Todėl ekspozicinė dozė yra apytiksliai proporcinga sugertajai dozei minkštuose audiniuose. Tačiau ekspozicinės dozės taikymo sritis yra ribota, nes šis dydis nusako tik *elektromagnetinės* spinduliuotės sąveiką su oru. Be to, yra labai sunku išmatuoti ekspozicinę dozę, kai fotonų energija viršija 3 MeV .

Rentgeno spinduliuotės sugertoji dozė minkštuosiuose audiniuose, išreikšta radais, yra apytiksliai lygi ekspozicinei dozei, išreikštai rentgenais. Kitaip sakant, minkštųjų audinių konversijos iš rentgenų į radus koeficientas yra apytiksliai lygus 1. Kaulų audiniuose šis koeficientas yra didesnis ir apytiksliai lygus 4. Taip yra todėl, kad spinduliuotės energijos sugertis vienodos masės minkštajame audinyje ir kaulų audinyje nėra vienoda: kaulų audinio efektinis atominis numeris yra didesnis negu minkštojo audinio, todėl didesnė fotoefekto tikimybė.

Išsiaiškinsime, kaip apskaičiuojama ekspozicinė dozė, kai yra žinoma sugertoji dozė ore. Pažymėkime sugertosios ir ekspozicinės dozių santykį raide W :

$$W = \frac{D}{X} = \frac{\Delta E}{\Delta Q}$$

Šis dydis – tai vidutinė energija, kurią reikia išekvoti sukuriant vieną jonų porą, padalyta iš elementariojo krūvio. Vadinasi, dydžio W vertė, išreikšta SI vienetais (J/C), yra lygi minėtajai energijai, išreikštai elektronvoltais. W vertė palyginti silpnai priklauso nuo energijos ir yra lygi $33,97 \text{ J/C}$.

W yra konversijos iš ekspozicinės dozės ore į sugertąją dozę ore koeficientas, kai yra naudojami SI vienetai. Konversijos koeficientas, kai ekspozicinė dozė išreikšta rentgenais, išvedamas šitaip:

$$W = \frac{33,97 \text{ J}}{\text{C}} = \frac{33,97 \text{ J} \cdot 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C}}{\text{C} \cdot \text{kg} \cdot \text{R}} = 0,00876 \frac{\text{Gy}}{\text{R}} = 0,876 \frac{\text{rad}}{\text{R}}$$

Taigi, įsitikinome, kad konversijos iš rentgenų į radus koeficientas yra artimas vienetui.

2.3.4. Sugertoji energija, lygiavertė dozė ir efektinė dozė

Iš sugertosios dozės apibrėžties išplaukia, kad pilnutinė *sugertoji energija* yra lygi sugertosios dozės ir masės, kurioje buvo sugerta ta energija, sandaugai.

Spinduliuotės biologinis poveikis priklauso ne vien nuo sugertosios energijos, bet ir nuo spinduliuotės prigimties. Pvz., alfa dalelės (didelės energijos ^4He branduoliai) kelio vienetė praranda daugiau energijos negu tokios pačios energijos beta dalelės (didelės energijos elektronai). Elektringosios dalelės energijos perdavimas atomams ir molekulėms, kurie yra arti dalelės trajektorijos, yra apibūdinamas vadinamąja *ilgine energijos perdava* („IEP“; angl. „*linear energy transfer*“, *LET*): tai yra energijos kiekis, kurį dalelė perdavė artimiems atomams ir molekulėms vienetinio ilgio kelyje. Elektringoji dalelė energiją praranda ne vien jonizuodama ir sužadindama artimus atomus, bet ir stabdomosios spinduliuotės pavidalu. Stabdomoji spinduliuotė yra sugerama toliau nuo dalelės trajektorijos, todėl ji nėra įskaitoma ilginės energijos perdavos apibrėžtyje. IEP dažniausiai matuojama keV/μm. Pvz., vandens arba biologinio audinio IEP kinta nuo mažesnių už 1 keV/μm verčių (elektronai) iki maždaug 100 keV/μm (protonai). Greitos sunkiosios elektringosios dalelės – tai didelės IEP spinduliuotė. Neutronai taip pat yra didelės IEP spinduliuotė, nes jie savo kinetinę energiją atiduoda sunkiosioms elektringosioms dalelės – protonams, arba gali sukelti branduolines reakcijas, kurių metu atsiranda greitosios elektringosios dalelės. Greitieji elektronai yra mažos IEP spinduliuotė. Rentgeno ir gama spinduliuotė taip pat yra mažos IEP spinduliuotė, nes fotonas susidūrimo metu dažniausiai didelę dalį savo energijos atiduoda medžiagos elektronui, t. y. atsiranda greitieji elektronai, kurių IEP yra maža (palyginimas: sunkioji elektringoji dalelė vieno susidūrimo metu elektronui perduoda labai mažą savo energijos dalį, todėl tokiu būdu atsiradę laisvieji elektronai yra palyginti lėti ir jų IEP yra didelė). Kuo didesnė IEP, tuo trumpesniame kelyje dalelės praranda savo energiją. T. y., kuo didesnė IEP, tuo mažiau skvarbi spinduliuotė.

Įprastinėje medžiagoje (pvz., detektoriaus aktyviajame tūryje) sugertosios energijos erdvinis pasiskirstymas nėra labai svarbus. Pvz., detektoriaus išėjimo įtampos impulso amplitudė priklauso tik nuo pilnutinės sugertos energijos, bet ne nuo jos erdvinio pasiskirstymo. Tačiau sugertosios energijos erdvinis pasiskirstymas gyvame audinyje yra labai svarbus. Pvz., spinduliuotės poveikis smegenims yra stipresnis, negu tos pačios spinduliuotės poveikis kaulams arba odai. Todėl skvarbi (mažos IEP) išorinė spinduliuotė (kurios energija pasiskirsto dideliame tūryje) yra kenksmingesnė, negu ta pati sugertoji dozė mažiau skvarbios (didelės IEP) išorinės spinduliuotės (kurią pilnai sugeria oda). Be to, vienos ląstelės tūryje sugertas energijos kiekis lemia tos ląstelės išgyvenimo tikimybę. Aišku, kad didelės IEP atveju vienos ląstelės tūryje sugertas energijos kiekis yra didesnis, negu mažos IEP atveju, todėl ląstelės išgyvenimo tikimybė yra mažesnė. Todėl, vertinant spinduliuotės poveikį pagal jos daromą nepataisomą žalą ląstelėms (nepriklausomai nuo tų ląstelių svarbos organizmo funkcionavimui), mažo skvarbumo (didelės IEP) spinduliuotė yra kenksmingesnė, negu ta pati sugertoji dozė skvarbios (mažos IEP) spinduliuotės.

Pastaroji biologinio poveikio sąvoka leidžia apibrėžti vadinamąjį spinduliuotės svorinį daugiklį w_R , kuris nusako, kiek kartų duotosios rūšies spinduliuotės nepataisomai pažeistų ląstelių skaičius yra didesnis už tos pačios sugertosios dozės 250 keV energijos fotonų nepataisomai pažeistų ląstelių skaičių. Pvz., jeigu spinduliuotės w_R yra 2, tada tos spinduliuotės 1 Gy sugertoji dozė nepataisomai pažeidžia tiek pat ląstelių, kiek ir 2 Gy 250 keV energijos fotonų sugertoji dozė (pagal apibrėžtį, 250 keV energijos gama arba rentgeno spinduliuotės w_R yra lygus 1). 2.1 lentelėje pateiktos w_R vertės.

Naudojant spinduliuotės svorinį daugiklį, yra apibrėžiama vadinamoji *lygiavertė dozė*, kuri leidžia įvertinti duotosios sugertosios dozės biologinį poveikį duotajam audiniui:

$$H = w_R D ;$$

čia D_s yra tos rūšies spinduliuotės sugertoji dozė. Lygiavertės dozės SI vienetas yra sivertas (Sv). Pvz., 1 MeV neutronų (kurių $w_R = 20$) 1 Gy sugertoji dozė yra biologiškai lygiavertė fotoninei spinduliuotės (kurių $w_R = 1$) 20 Gy sugertajai dozei. Abiem atvejais lygiavertė dozė yra vienoda ir lygi 20 Sv.

Jonizuojančiosios spinduliuotės poveikio žmogui pasekmės priklauso ne vien nuo sugertosios dozės ir spinduliuotės rūšies, bet ir nuo to, kokia žmogaus kūno dalis buvo paveikta spinduliuotės. Kai kurie organai ir kūno dalys yra jautresni jonizuojančiajai spinduliuotei. Siekiant įskaityti šį faktą, apibrėžiamas vadinamasis „audinio svorinis daugiklis“ w_a , kuris priklauso nuo audinio, kurį veikia spinduliuotė. Naudojant audinių svorinius daugiklius, galima apibrėžti vadinamąją *efektinę dozę*, kuri yra lygi lygiaverčių dozių, padaugintų iš atitinkamų audinio svorinių daugiklių, sumai:

$$H_{ef} = \sum_a w_a H_a ;$$

čia D_a yra audinio „a“ sugertoji dozė. Įvairių žmogaus kūno organų audinių svoriniai daugikliai yra pateikti 2.2 lentelėje. Visų jų suma yra lygi vienetui. Todėl, kai visas kūnas yra apšvitinamas tolygiai (t. y. kai visų kūno dalių sugertosios dozės yra vienodos), efektinė dozė yra lygi lygiavertei dozei. Jeigu kūnas apšvitinamas netolygiai, tada efektinė dozė priklauso nuo to, kurios kūno dalys buvo apšvitintos labiau. Jeigu labiau apšvitinami audiniai, kurių svoriniai daugikliai yra dideli (t. y. kurie jautresni spinduliuotės poveikiui), tada efektinė dozė yra didesnė už vidutinę lygiavertę dozę, o jeigu labiau apšvitinami mažiau jautrūs audiniai, tada efektinė dozė yra mažesnė už vidutinę lygiavertę dozę.

2.1 lentelė. Įvairių rūšių spinduliuotės svoriniai daugikliai

Spinduliuotės rūšis	Energija	Svorinis daugiklis w_s
Fotonai, elektronai	Visos energijos	1
Neutronai	< 10 keV	5
	10 – 100 keV	10
	100 keV – 2 MeV	20
	2 – 20 MeV	10
	> 20 MeV	5
Protonai	< 20 MeV	5
α dalelės, dalijimosi skeveldros, sunkieji branduoliai		20

2.2 lentelė. Atskirų žmogaus kūno organų audinių svoriniai daugikliai

Audinys	Audinio svorinis daugiklis w_a
Lytiniai organai	0,20
Raudonieji kaulų smegenys	0,12
Storoji žarna	0,12
Plaučiai	0,12
Skrandis	0,12
Šlapimo pūslė	0,05
Krūtinė	0,05
Kepenys	0,05
Stemplė	0,05
Skydinė liauka	0,05
Oda	0,01
Kaulų paviršius	0,01
Likusioji kūno dalis	0,05

3. Projekcinės rentgeno radiografijos metodai ir įrenginiai

3.1. Įvadas

Radiografija – tai jonizuojančiosios spinduliuotės panaudojimas kuriant objektų atvaizdus. Visų rentgeno radiografijos metodų pagrindas yra tas, kad rentgeno spinduliuotės šaltinis yra tiriamojo objekto išorėje, spinduliuotė pereina objektą ir suformuoja jo atvaizdą. Projekcinės rentgeno radiografijos metodą iliustruoja 3.1 pav. Spinduliuotė iš išorinio rentgeno spinduliuotės šaltinio, kuri galima laikyti apytiksliai taškiniu, krinta į tiriamąjį objektą iš vienos pusės. Atvaizdo plokštumoje, kuri yra kitoje objekto pusėje (kuo arčiau tiriamojo objekto), suformuojamas dvimatis atvaizdas, kuris nusako įvairiomis kryptimis sklindančių rentgeno spindulių silpimą tiriamajame objekte.

Žinome, kad rentgeno spinduliuotės intensyvumas medžiagoje mažėja eksponentiniu dėsniu:

$$I(l) = I_0 \exp(-\mu l); \quad (3.1.1)$$

čia l yra atstumas, kuri medžiagoje nuėjo rentgeno spinduliai, μ yra silpimo koeficientas, o I_0 yra pradinis intensyvumas. Ši lygybė galioja tik tada, kai μ yra konstanta. Tačiau rentgeno spindulių silpimo koeficientas skirtinguose biologiniuose audiniuose yra skirtingas. Jeigu μ kinta išilgai spinduliuotės sklaidimo krypties, tada (3.1.1) lygybę reikia apibendrinti:

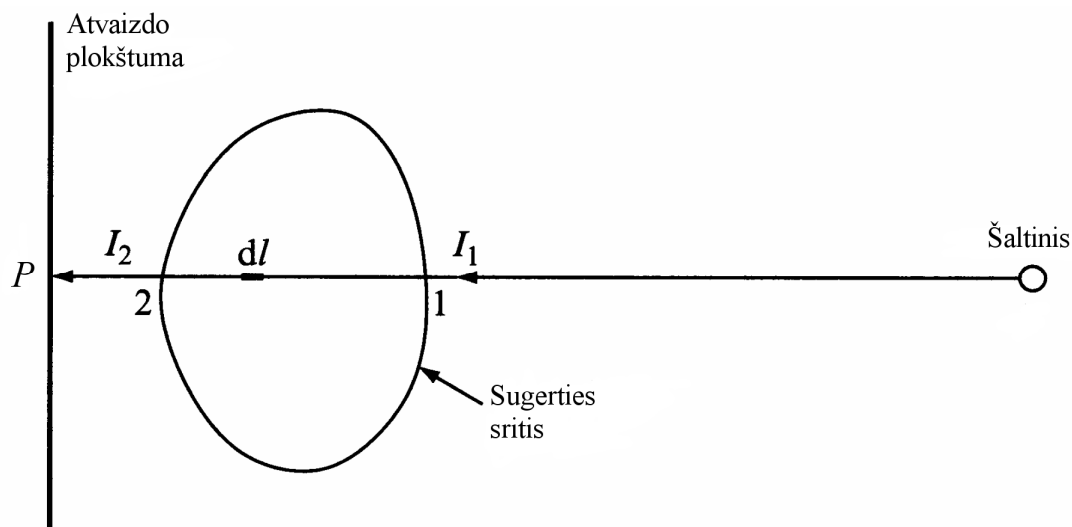
$$I_2 = I_1 \exp\left(-\int_1^2 \mu dl\right); \quad (3.1.2)$$

čia 1 ir 2 yra atitinkamai spindulių kritimo ir išėjimo taškai (žr. 3.1 pav.), o I_1 ir I_2 yra spinduliuotės intensyvumai tuose taškuose. Iš (3.1.2) išplaukia, kad pradinio ir galutinio intensyvumų logaritmų santykis yra lygus silpimo koeficiento integralui išilgai spinduliuotės sklaidimo linijos:

$$\ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right) = \int_1^2 \mu dl. \quad (3.1.3)$$

Taigi, kiekvienas atvaizdo taškas suteikia informaciją apie silpimo koeficiento integralą išilgai spindulio, kuris pataiko į tą tašką. Visų atvaizdo taškų visuma suteikia informaciją apie to integralo kitimą statmena spinduliuotės sklaidimui kryptimi. Tačiau tas atvaizdas nesuteikia informacijos apie kitimą spinduliuotės sklaidimo kryptimi.

Medicinoje rentgeno radiografija dažniausiai naudojama tam, kad atskleisti vidines anatomijos detales, kurios sąlygoja silpimo koeficiento kitimą paciento organizmo viduje. Silpimo koeficientas yra daug mažesnis vandenyje ir minkštuosiuose audiniuose negu kauluose ir organuose, kuriuose yra didesnio atominio numerio (Z) elementų, pvz., kalcio ($Z=20$). Todėl rentgeno radiografija ypač tinkama atskleidžiant skeleto detales. Tačiau šis metodas nėra toks tinkamas atskiriant vieną nuo kito skirtingo tipo minkštuosius audinius, pvz., aptinkant auglius (ypač – smegenyse, kuriuos „paslepia“ kaukolė).



3.1 pav. Projekcinio atvaizdo formavimas naudojant išorinį spinduliuotės šaltinį. Parodytas spindulys, kuris išeina iš spinduliuotės šaltinio ir pataiko į atvaizdo plokštumos tašką P . I_1 ir I_2 yra atitinkamai krintančiosios ir praėjusios spinduliuotės intensyvumai taškuose 1 ir 2.

Rentgeno radiografijos variantus galima sugrupuoti pagal tai, kaip kuriamas galutinis atvaizdas:

1. **Projekcinė rentgeno radiografija:** Suformuojamas dvimatis objekto atvaizdas ant rentgenografinės plėvelės. Dažniausiai gaunamas negatyvinis atvaizdas, kuriame didesnis praėjusios spinduliuotės intensyvumas atitinka tamsesnes sritis.
2. **Fluoroskopija:** Atvaizdas formuojamas ant specialaus sluoksnio, kuris rentgeno spinduliuotės fotonus paverčia regimosios šviesos blyksniais. Tie blyksniai sustiprinami ir taip realiu laiku stebimas tiriamojo objekto vidinės sandaros kitimas laike (jeigu reikia, sukuriama video įrašas).
3. **Kompiuterinė rentgeno tomografija:** naudojama daug ekspozicijų, kurios skiriasi spinduliuotės sklaidimo kryptimi. Paskui, naudojant kompiuterinės tomografijos principus, atkuriamas trimatis tiriamojo objekto vaizdas.

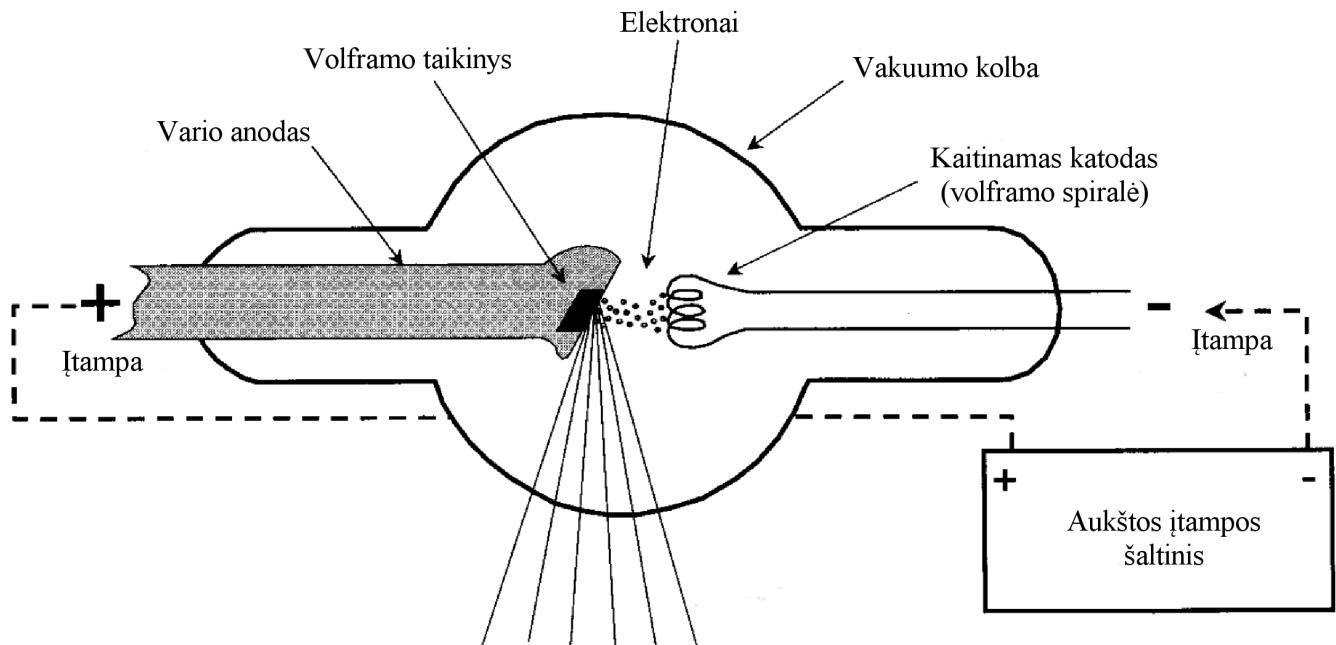
Egzistuoja specializuoti rentgeno radiografijos taikymai, kurie optimizuoti tam tikro tipo audiniams, pvz., mamografija (krūties vėžio diagnostika) arba angiografija (kraujagyslių sistemos atvaizdo formavimas ir kraujo apykaitos tyrimas realiu laiku). Kadangi mamografijoje tiriama minkštasis audinys, tai, kad gauti pakankamai didelį sugerties koeficientą, reikia naudoti ypač mažos energijos fotonus (apie 20 keV). Atliekant angiografijos tyrimus, į paciento kraują įleidžiama vadinamosios kontrastinės medžiagos (angl. *contrast agent*), į kurios sudėtį įeina didelio Z elementai, pvz., jodas ($Z = 53$). Kadangi rentgeno spinduliai stipriai sugeriami didelio Z medžiagose (dėl fotoefekto), tai, pasklidus kontrastinei medžiagai paciento kraujagyslėse, rentgeno nuotraukose tampa matomos kraujagyslės.

Toliau bus aptariama tik projekcinė rentgeno radiografija. Bus aptariamas tik spinduliuotės generavimas (bet ne atvaizdo apdorojimas), todėl tas aptarimas tinka ir fluoroskopijai.

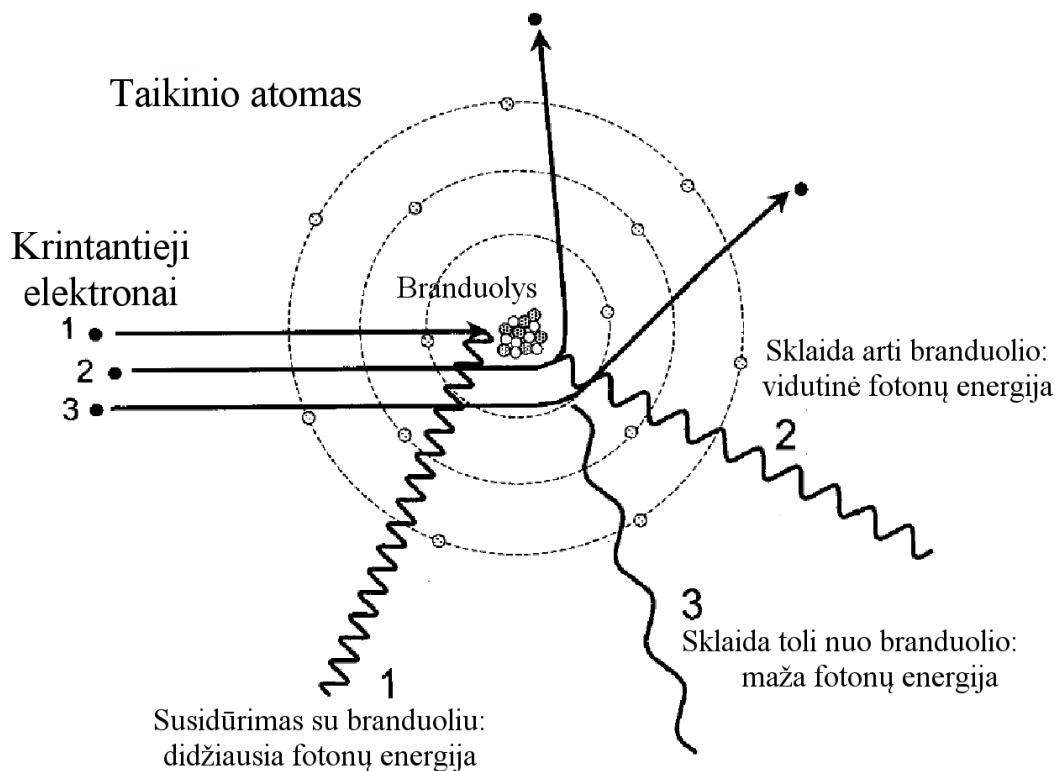
3.2. Rentgeno spinduliuotės generavimo fizikiniai principai ir spektras

Rentgeno spinduliuotės šaltinio vaidmenį dažniausiai atlieka specialūs (rentgeno) vamzdžiai. Rentgeno vamzdžio supaprastinta schema pavaizduota 3.2 pav. Tai yra dviejų elektrodų elektrovakuuminis prietaisas, sudarytas iš teigiamojo elektrodo – anodo, kuris dažniausiai gaminamas iš volframo ir vario, neigiamojo elektrodo – katodo, kuris dažniausiai gaminamas iš volframo, ir kolbos, kurios viduje sudarytas aukštas vakuumas. Tarp katodo ir anodo sudaromas didelis potencialų skirtumas (aukšta įtampa). Rentgeno spinduliuotė atsiranda greitaiems elektronams bombarduojant anodo paviršių. Naudojami dviejų tipų rentgeno vamzdžiai, kurie skiriasi elektronų pluoštelio sužadavimo būdu: joniniai ir elektroniniai. **Joniniuose vamzdžiuose** laisvieji elektronai susidaro praretintųjų dujų teigiamiesiems jonams bombarduojant šaltą katodą. Šie jonai atsiranda dėl rusenančiojo išlydžio praretintose dujose. **Elektroniniuose vamzdžiuose** laisvieji elektronai atsiranda dėl termoelektroninės emisijos iš katodo (termoelektroninė emisija – tai elektronų išlaisvinimas iš metalo jį kaitinant). Įprastuose rentgeno vamzdžiuose spinduliuotę sužadinančių elektronų energija yra (10^4 – 10^5) eV. Ypač trumpo bangos ilgio rentgeno spinduliai gaunami naudojant elektronų greitintuvus. Pastaruoju atveju elektronų, generuojančių rentgeno spindulius, energija gali siekti $\sim 10^9$ eV.

Kai greitieji elektronai smūgiuoja į anodą, jų kinetinė energija virsta kitų rūšių energija. Didžioji dalis kinetinės energijos virsta šiluma. Šis anodo įkaitimas apriboja didžiausią rentgeno spinduliuotės intensyvumą, kurį galima gauti nesuardant anodo. Retkarčiais (maždaug 0,5 % visų sąveikos įvykių) krintantis elektronas priartėja prie anodo medžiagos atomo branduolio. Kulono sąveika tarp elektrono ir branduolio sulėtina elektroną ir žymiai pakeičia jo judėjimo kryptį. Taigi, elektronas juda su pagreičiu. Kaip teigia klasikinė elektrodinamika, elektringajai dalelei judant su pagreičiu, yra spinduliuojamos elektromagnetinės bangos. Ta spinduliuotė atsiranda nepriklausomai nuo pagreičio krypties: dalelės spinduliuoja ir tada, kai jos yra lėtinamos, ir tada, kai jos yra greitamos, ir tada, kai juda pastoviu greičiu apskrita orbita. Sąveikaudamas su medžiagos atomu, didelės energijos elektronas yra stabdomas (praranda energiją). Kvantinė elektrodinamika teigia, kad šio stabdymo metu atsiranda fotonas arba keli fotonai, kurių pilnutinė energija lygi elektrono energijos sumažėjimui (energijos tvermės dėsnis). Ši elektromagnetinė spinduliuotė yra vadinama **stabdomąja spinduliuote** (anglų literatūroje stabdomoji spinduliuotė dažniausiai vadinama vokišku terminu „*bremsstrahlung*“).



3.2 pav. Paprasčiausia rentgeno spinduliuotės generavimo sistema



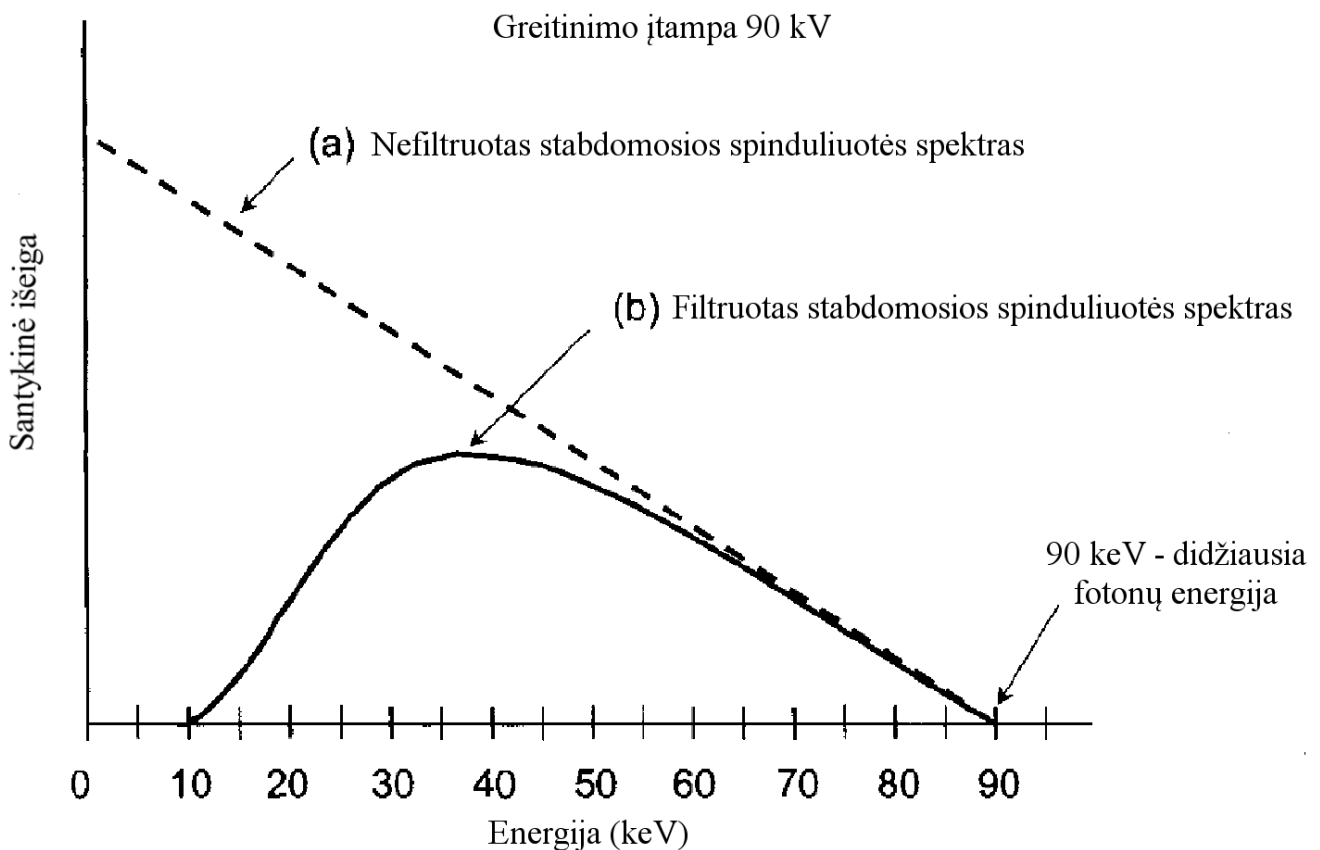
3.3 pav. Stabdomoji rentgeno spinduliuotė atsiranda dėl elektronų sąveikos su anodo medžiagos atomų branduoliais. Kai atstumas tarp elektrono ir branduolio yra palyginti mažas, Kulono sąveikos jėga stabdo elektroną ir pakeičia jo judėjimo kryptį. Tada išspinduliuojamas fotonas, kurio energija yra lygi elektrono kinetinės energijos sumažėjimui. To fotono energija priklauso nuo atstumo tarp elektrono ir branduolio; kuo tas atstumas didesnis, tuo mažesnė fotono energija

Elektrono energijos sumažėjimas vieno tokio sąveikos įvykio metu priklauso nuo atstumo tarp elektrono ir branduolio, nes Kulono sąveikos jėga yra atvirkščiai proporcinga to atstumo kvadratui. Esant palyginti dideliems atstumams, Kulono sąveika yra silpna; tokiu atveju atsiranda mažos energijos fotonai (žr. 3.3 pav., elektronas Nr. 3). Esant mažesniems atstumams, elektroną veikianti jėga padidėja, todėl elektrono judėjimo krypties pokytis ir jo energijos sumažėjimas yra didesni; tada atsiranda didesnės energijos fotonai (3.3 pav., elektronas Nr. 2). Kai elektronas tiesiogiai susiduria su branduoliu, tada elektronas praranda visą kinetinę energiją (3.3 pav., elektronas Nr. 1). Šiais retais atvejais atsiranda didžiausios energijos fotonai. Kadangi elektronus, kurie krinta į anodą, greitina elektrinis laukas, tai jų

elektronų kinetinė energija nesunkiai apskaičiuojama pagal įtampos apibrėžtį: ji yra lygi eU , kur e yra elementarusis krūvis, o U yra greitinimo įtampa (t. y. anodo ir katodo potencialų skirtumas). Tokia pati yra ir didžiausioji stabdomosios rentgeno spinduliuotės fotonų energija.

Taigi, stabdomosios rentgeno spinduliuotės spektras yra ištisinis, t. y. į spinduliuotės sudėtį įeina visi bangų ilgiai tam tikrame intervale (pvz., visi bangos ilgiai, kurie atitinka sąlygą $\lambda > 1 \text{ \AA}$).

Tikimybė, kad elektronas tiesiogiai susidurs su branduoliu, yra labai maža, nes branduolio tūris yra labai mažas (maždaug 10^{-15} viso atomo tūrio). Todėl mažos energijos stabdomosios spinduliuotės fotonų yra daugiau, negu didelės energijos fotonų. Ši fotonų energijų pasiskirstymą nusako vadinamasis fotonų **energijos spektras** – vidutinio fotonų, kurių energija priklauso vienetinio pločio intervalui, skaičiaus priklausomybė nuo to intervalo padėties ant energijų ašies (minėtasis energijos vienetas gali būti pasirinktas laisvai). Jeigu būtų detektuojami visi atsiradę fotonai, tada stabdomosios spinduliuotės fotonų energijos spektras prasidėtų nuo nulinės energijos ir tiesiškai mažėtų (žr. 3.4 pav., kreivė a). Tačiau mažos energijos fotonai yra palyginti stipriai sugeriami anodo medžiagoje bei langelyje, pro kurį iš rentgeno vamzdžio išeina spinduliuotė. Kitaip sakant, spinduliuotė yra „filtruojama“, ir stipriau yra filtruojami mažos energijos fotonai. Be to, spinduliuotė gali būti papildomai filtruojama talpinant metalo (dažniausiai – aliuminio) plokšteles spinduliuotės pluošte. Toks filtravimas reikalingas tam, kad pašalinti fotonus, kurie nedalyvauja vaizdo formavime, o tik didina paciento apšvitą (tai yra mažos energijos fotonai). Todėl detektuotų fotonų energijos spektras yra toks, kaip parodyta 3.4 pav., ištisinė kreivė (b). Šiame pavyzdyje fotonų spektre nėra fotonų su energijomis, kurios mažesnės už 10 keV. Esant filtravimui, vidutinė detektuotų fotonų energija yra maždaug 2 – 3 kartus mažesnė už didžiausią energiją. Akivaizdu, kad filtravimas padidina efektingą fotonų energiją, t. y. HVL vertę.



3.4 pav. Stabdomosios rentgeno spinduliuotės energijos pasiskirstymas, kai greitinimo įtampa yra 90 kV. (a) Nefiltruotas spektras (brūkšninė linija) atitinka tiesinį fotonų skaičiaus mažėjimą didėjant jų energijai. (b) filtruotas spektras (ištisinė linija) rodo, kad mažiausios energijos rentgeno fotonai yra sugeriami stipriau

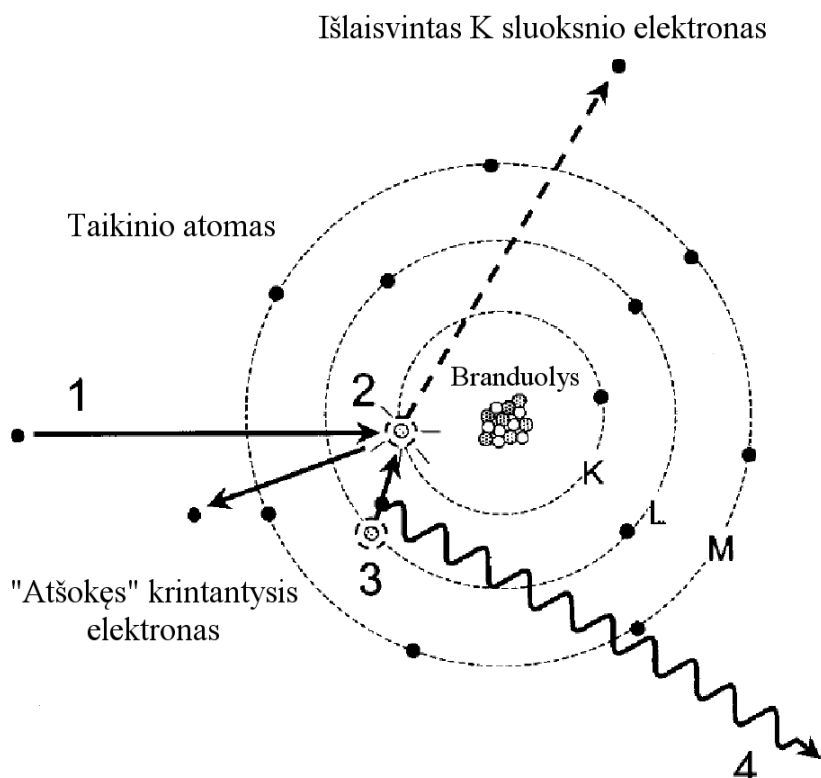
Elektronai gali prarasti savo energiją ne vien stabdomosios spinduliuotės pavidalu, bet ir jonizuodami bei sužadindami medžiagos atomus. Abiejų šių energijos nuostolių santykį apytiksliai nusako ši formulė:

$$\frac{\text{Elektrono energijos sumažėjimas dėl stabdomosios spinduliuotės}}{\text{Elektrono energijos sumažėjimas dėl atomų sužadavimo ir jonizavimo}} = \frac{E_k Z}{820000}; \quad (3.2.1)$$

čia E_k yra elektrono kinetinė energija (keV), o Z yra medžiagos atominis numeris.

Būdingoji spinduliuotė atsiranda dėl to, kad didelės energijos elektronas gali išlaisvinti elektroną iš anodo medžiagos atomo vidinio elektronų sluoksnio. Tada šiame sluoksnyje atsiranda vakansija, į kurią peršoka elektronas iš aukštesnio elektronų sluoksnio. Tokio šuolio metu išspinduliuojamas fotonas, kurio energija lygi abiejų elektronų sluoksnių energijų skirtumui. Šie fotonai ir yra būdingoji rentgeno spinduliuotė (žr. 3.5 pav.). Būdingosios rentgeno spinduliuotės spektras yra linijinis, t. y. į spinduliuotės sudėtį įeina keli tiksliai apibrėžti bangos ilgiai (3.7 pav.). Šie bangos ilgiai priklauso tik nuo anodo medžiagos, t. y. „apibūdina“ ją (iš čia – pavadinimas „būdingoji“ spinduliuotė). Kiekvienos linijos energija yra lygi dviejų elektroninių sluoksnių ryšio energijų skirtumui (žr. 3.6 pav.). Didinant greitinimo įtampą, linijų intensyvumas (t. y. smaيليų aukštis spektre) didėja; be to, didelių energijų dalyje gali atsirasti naujų linijų (nes gali tapti galimas elektronų išlaisvinimas iš gilesnių sluoksnių). Tačiau jau esančių linijų padėtis spektre nesikeičia. Būdingosios rentgeno spinduliuotės linijos gali būti žymimos dviem būdais:

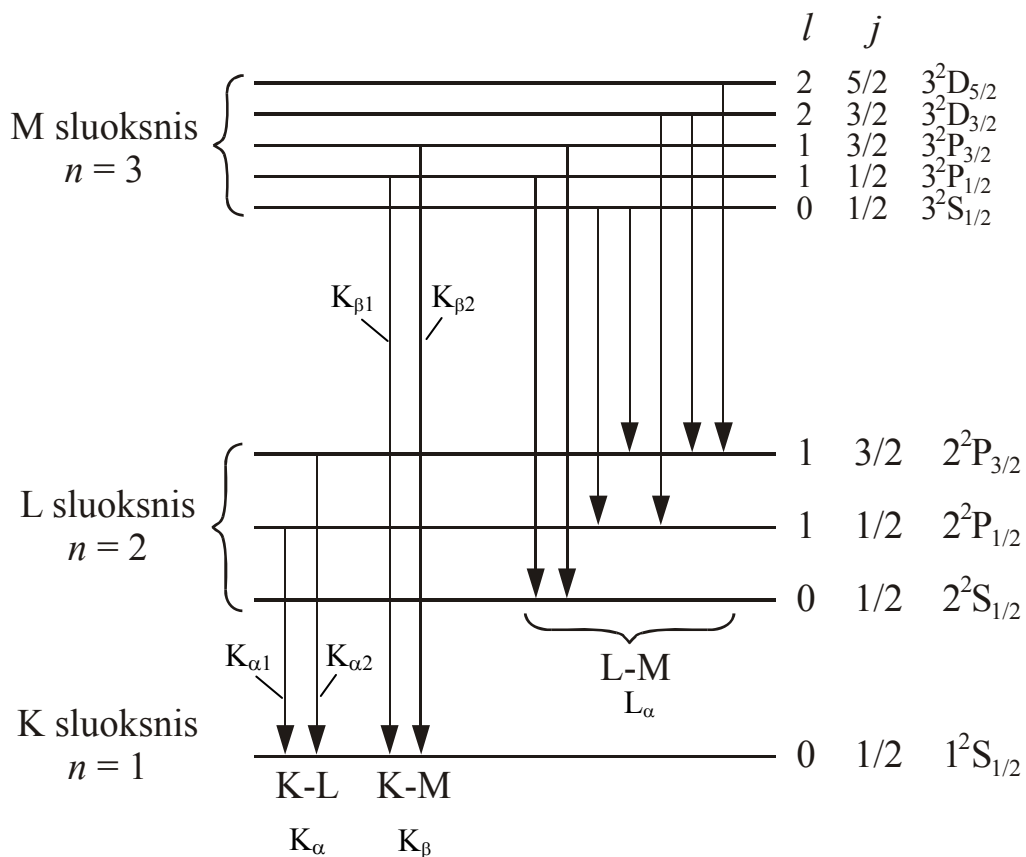
- 1) dažniausiai taikomas būdas yra toks: nurodomas sluoksnis, kuriame atsirado vakansija (K, L, M,...) su apatiniu indeksu α arba β . Indeksas „ α “ reiškia, kad į tą vakansiją peršoko elektronas iš *sekančio* sluoksnio, o indeksas „ β “ reiškia, kad į tą vakansiją peršoko elektronas iš dar toliau esančio sluoksnio. Pvz., K_α reiškia elektrono šuolį iš L sluoksnio į K sluoksnį;
- 2) naujesnis, tačiau mažiau paplitęs žymėjimo metodas yra toks: pirmiausia nurodomas sluoksnis, kuriame atsirado vakansija, o paskui po brūkšnelio – sluoksnis, iš kurio į tą vakansiją peršoko elektronas (pvz., „K-L“).



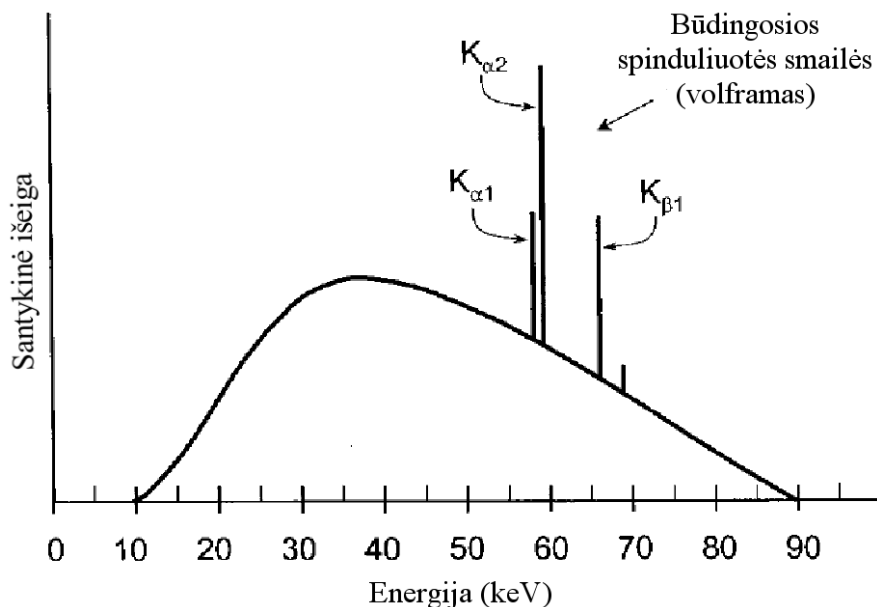
3.5 pav. Būdingosios rentgeno spinduliuotės generavimo elektroniniuose rentgeno vamzdžiuose fizikinis mechanizmas. Įvykių seka: (1) krintantisys elektronas sąveikauja su K sluoksnio elektronu dėl Kulono atostūmio jėgos. (2) K sluoksnio elektronas yra „išstumiamas“ iš atomo (jeigu krintančiojo elektrono kinetinė energija yra didesnė už K sluoksnio ryšio energiją), todėl K sluoksnyje atsiranda „vakansija“ (laisva vieta). (3) Šią vakansiją „užpildo“ elektronas iš gretimo (L) sluoksnio arba iš tolimesnio sluoksnio. (4) Vykstant minėtajam elektrono šuoliui iš aukštesnio sluoksnio į K sluoksnį, emituojamas būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonas, kurio energija yra lygi abiejų sluoksnių ryšio energijų skirtumui (šiam pavyzdyje emituojamas K_α fotonas)

Būdingosios spinduliuotės spektro linijoms yra būdinga vadinamoji *smulkioji sandara*. Šis terminas reiškia, kad kiekviena linija yra skilusi į kelias artimų energijų linijas. Taip yra todėl, kad kiekvieno sluoksnio elektronų energija (tuo pačiu – ir elektronų ryšio energija) gali būti lygi ne vienai, o kelioms artimoms energijos vėrtėms (tos artimos energijos atitinka vadinamuosius *elektronų posluoksnius*). Atitinkamai, ir dviejų konkrečių sluoksnių ryšio energijų skirtumas gali būti lygus kelioms artimoms vėrtėms, priklausomai nuo to, tarp kurių posluoksnių įvyksta elektrono šuolis. Dėl šios priežasties K_α linijos skyla į dvi artimas linijas (žr. 3.6 pav.). Mažesniosios energijos linija žymima $K_{\alpha 1}$, o didesniosios energijos – $K_{\alpha 2}$ (žr. 3.6 pav. ir 3.7 pav.). Ryškiausias yra K_α linijos skilimas. Iš K_β linijų žymi yra tik mažiausios energijos linija $K_{\beta 1}$. Visų kitų K linijų intensyvumas yra daug mažesnis už minėtųjų trijų linijų ($K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ ir $K_{\beta 1}$) intensyvumą, o L ir M linijų fotonų energija yra daug mažesnė negu K fotonų, todėl L ir M fotonai yra beveik pilnai sugeriami rentgeno vamzdžio langelio medžiagoje ir kituose sugėrikliuose.

Elemento būdingosios spinduliuotės spektras nepriklauso nuo to, ar elementas yra laisvas, ar cheminio junginio sudėtyje. Pvz., jodo atomo ir jodo molekulės būdingieji rentgeno spektrai yra vienodi. Tuo būdingieji rentgeno spektrai skiriasi nuo optinių.



3.6 pav. Būdingosios rentgeno spinduliuotės spektro smulkioji sandara



3.7 pav. Filtruotas stabdomosios rentgeno spinduliuotės fotonų energijos spektras ir būdingosios spinduliuotės spektras, kai anodo medžiaga yra volframas, o rentgeno vamzdžio greitinimo įtampa yra 90 kV

3.1 lentelė. Kai kurių medžiagų, iš kurių dažnai gaminami rentgeno vamzdžių anodai, elektronų ryšio energijos

Elektronų sluoksnis	Volframas	Molibdenas	Rodis
K	69.5	20.0	23.2
L	12.1/11.5/10.2	2.8/2.6/2.5	3.4/3.1/3.0
M	2.8–1.9	0.5–0.4	0.6–0.2

3.2 lentelė. Kai kurių medžiagų, iš kurių dažnai gaminami rentgeno vamzdžių anodai, intensyviausių K linijų fotonų energijos

Linijos žymuo	Volframas	Molibdenas	Rodis
$K_{\alpha 1}$	59.32	17.48	20.22
$K_{\alpha 2}$	57.98	17.37	20.07
$K_{\beta 1}$	67.24	19.61	22.72

3.3. Mozlio dėsnis

Kvantinės mechanikos metodais arba naudojant atomo Boro modelį įrodoma, kad nejudančio vandeniliškojo atomo (t. y. vandenilio atomo arba kito elemento jono, turinčio tik vieną elektroną) pilnutinė mechaninė energija gali būti lygi tik šioms vertėms:

$$E_n = -\frac{Z^2}{n^2} \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \approx -\frac{Z^2}{n^2} \cdot 13,6 \text{ eV} \quad (n = 1, 2, \dots); \quad (3.3.1)$$

čia Ze yra branduolio krūvis, $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m yra elektrinė konstanta, $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg yra elektrono masė (tiksliau, elektrono ir branduolio sistemos redukuotoji masė $m_e M / (m_e + M)$, kur m_e yra elektrono masė, o M yra branduolio masė; kadangi $M \gg m_e$, redukuotoji masė m yra nedaug mažesnė už elektrono masę m_e). Sveikasis skaičius n nusako elektronų sluoksnio numerį: $n = 1$ atitinka K sluoksnį, $n = 2$ atitinka L sluoksnį ir t. t. Vadinasi, fotono, kuris emituojamas L elektronui pereinant į vakansiją K sluoksnyje, energija lygi

$$h\nu_{K-L} = E_L - E_K = Z^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \cdot 13,6 \text{ eV}. \quad (3.3.2)$$

Tačiau ši formulė tiksliai gali būti taikoma tik vandeniliškiesiems atomams. Jeigu atomas turi daugiau negu vieną elektroną, tada, skaičiuojant šuolio energiją, reikia atsižvelgti į elektronų tarpusavio sąveiką. Į K sluoksnyje esančią vakansiją pereinantį elektroną veikia branduolio krūvio $+Ze$ laukas, susilpnintas K sluoksnyje esančio antro elektrono lauko. Todėl branduolio efektinis krūvis $+Z_1 e$, kuris lemia elektrinį lauką, kuriame vyksta elektrono šuolis iš L (M , N) sluoksnio į K sluoksnį, yra mažesnis už branduolio krūvį $+Ze$ dydžiu, apytiksliai lygiu elementariajam krūviui e . T. y.

$$Z_1 = Z - \sigma,$$

čia σ yra **ekranavimo konstanta**. Ekranavimo konstanta priklauso nuo to, į kurią sluoksnį pereina elektronas. Jeigu elektronas pereina į K sluoksnį, tada $\sigma = \sigma_K \approx 1$, o jeigu į L sluoksnį, tada $\sigma = \sigma_L \approx 7,4$. Ekranavimo konstanta silpnai priklauso nuo Z .

Atsižvelgus į anksčiau minėtą ekranavimo efektą, (3.3.2) formulėje branduolio krūvio skaičių Z reikia pakeisti efektyviu krūvio skaičiumi $Z - \sigma_K$:

$$h\nu_{K-L} = (Z - \sigma_K)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \cdot 13,6 \text{ eV}. \quad (3.3.3)$$

Iš čia $K_{\alpha 1}$ ir $K_{\alpha 2}$ linijų (taip pat vadinamų „K-L linijomis“) vidutinis bangos skaičius¹

$$k_{K-L} \equiv \frac{1}{\lambda_{K-L}} = \frac{\nu}{c} = \frac{13,6 \text{ eV}}{hc} (Z - \sigma_K)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = R(Z - \sigma_K)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right), \quad (3.3.4)$$

čia R yra **Rydbergo konstanta**, kuri apibrėžiama šitaip²:

$$R = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} \approx \frac{13,6 \text{ eV}}{hc} \approx 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} \quad (3.3.5)$$

Taip pat galima gauti bangos skaičiaus išraiškas kitoms būdingosios rentgeno spinduliuotės spektro linijoms. Pvz., $K_{\beta 1}$ linijos (taip pat vadinamos „K-M linija“), kuri spinduliuojama, kai M elektronas ($n = 3$) pereina į vakansiją K sluoksnyje ($n = 1$), bangos skaičius

$$k_{K-M} = \frac{1}{\lambda_{K-M}} = R(Z - \sigma_K)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right); \quad (3.3.6)$$

L-M linijos, kuri spinduliuojama, kai M elektronas ($n = 3$) pereina į vakansiją L sluoksnyje ($n = 2$), bangos skaičius

$$k_{L-M} = \frac{1}{\lambda_{L-M}} = R(Z - \sigma_L)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right); \quad (3.3.7)$$

M-N linijai vietoj σ_L , $1/2^2$ ir $1/3^2$ yra atitinkamai σ_M , $1/3^2$ ir $1/4^2$ ir t. t.

¹ Bangos skaičius dažniau apibrėžiamas su daugikliu 2π , t. y. $k = 2\pi / \lambda$. Bangos skaičiaus apibrėžtis, kuri duota šiame skyriuje ($k = 1 / \lambda$), yra paplitusi spektroskopijoje.

² Kadangi redukuotoji masė m priklauso nuo branduolio masės, tai tikslioji Rydbergo konstantos vertė skirtingiems atomams yra šiek tiek skirtinga. Rydbergo konstantos vertė, kuri gaunama pakeitus redukuotąją masę m tiksliaja elektrono mase, yra žymima R_∞ , o jos vertė yra $R_\infty = 1.09737315685 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ (ši vertė atitinka atomą, kurio branduolio masė yra be galo didelė).

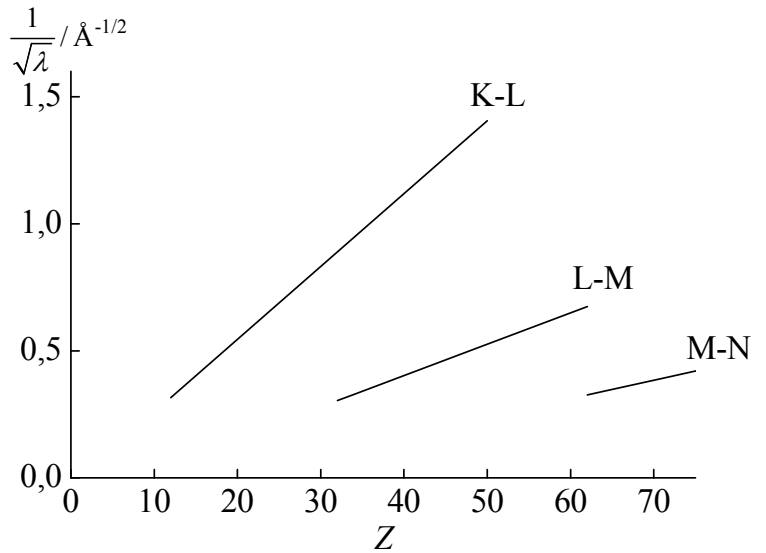
Iš (3.3.4), (3.3.6) ir (3.3.7) lygybių matyti, kad kvadratinė šaknis iš bangos skaičiaus yra tiesiog proporcinga atominiam numeriui Z . Šį sąryšį tarp būdingosios rentgeno spinduliuotės spektro linijos bangos skaičiaus k ir atominio numerio 1913 m. atrado anglų fizikas Henris Mozlis (*Moseley*). Todėl šis dėsnis vadinamas **Mozlio dėsniu**. Mozlio dėsnį galima užrašyti taip:

$$Z - \sigma = A \frac{1}{\sqrt{\lambda}} = A\sqrt{k}, \quad (3.3.8)$$

čia K-L linijos $A = 1/\sqrt{R[(1/1^2) - (1/2^2)]}$, L-M linijos $A = 1/\sqrt{R[(1/2^2) - (1/3^2)]}$ ir t. t. 3.8 pav. pavaizduota empirinė K-L, L-M ir M-N linijų $1/\sqrt{\lambda}$ priklausomybė nuo atominio numerio Z . Matome, kad ši priklausomybė periodinės elementų lentelės pradžioje esančių elementų atveju (t. y. kai $Z < 70$) yra tiesinė. Buvo nustatyta, kad, didėjant numeriui Z , nukrypimas nuo šios tiesės nėra ryškus ir tampa pastebimas tik M ir N serijų.

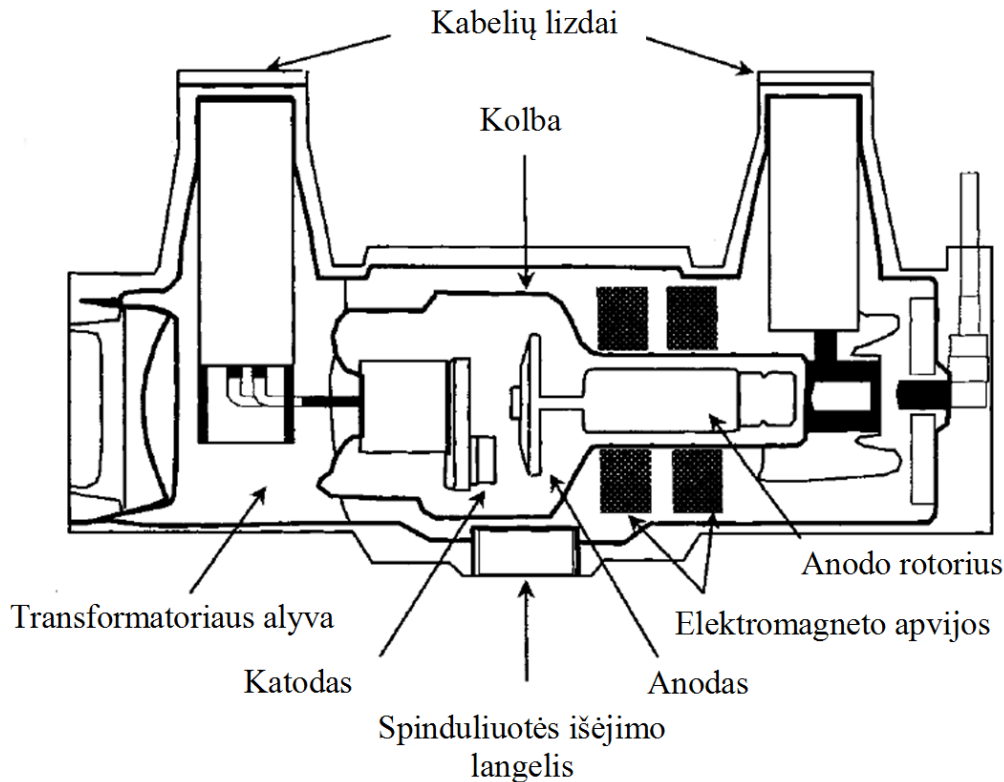
Mozlio dėsnis leido paaiškinti elemento atominio numerio fizikinę prasmę: tai yra elementariųjų krūvių skaičius atomo branduolyje. Mozlio dėsnis parodė, kad elemento chemines savybes lemia ne atomo masė, o atomo branduolio elektros krūvis.

Remiantis Mozlio dėsniumi, galima nustatyti elemento atominį numerį. Tam reikia išmatuoti būdingosios spinduliuotės bangos ilgį, o paskui taikyti (3.3.8) formulę.



3.8 pav. Mozlio diagramos

3.4. Medicininėje radiografijoje naudojami rentgeno vamzdžiai



3.9 pav. Pagrindinės šiuolaikinio rentgeno vamzdžio dalys

Pagrindiniai trys rentgeno vamzdžio parametrai, kurie lemia spinduliuotės pluošto fotonų energiją ir skaičių, yra:

- vamzdžio greitinimo įtampa (tipiška vertė 125 – 150 kV, mamografijoje – apie 20 kV),
- vamzdžio srovė (fluoroskopija: 1 mA – 5 mA; projekcinė radiografija: 100 mA – 1000 mA),
- ekspozicija, t. y. apšvitinimo trukmė (projekcinė radiografija: < 0,1 s).

Anodo paviršiaus sritis, į kurią pataiko aukštos įtampos pagreitinti elektronai, yra vadinama „židinio sritimi“ (angl. *focal spot*). Nors rentgeno spinduliai sklinda į visas puses nuo židinio srities, tačiau naudingą spinduliuotę sudaro tik spinduliai, kurie išeina pro vamzdžio langelį. Dažniausiai langelis gaminamas iš tos pačios medžiagos kaip kolba (pvz., stiklas arba metalas), tačiau, jeigu spinduliuotę sudaro mažos energijos fotonai (pvz., mamografijoje), tada langelis gaminamas iš berilio (atominis numeris $Z=4$), nes berilis yra mažiausio tankio metalas, todėl palyginti silpnai sugeria rentgeno spinduliuotę.

Rentgeno vamzdžio kolba yra panardinta į specialią alyvą, kuri elektriškai izoliuoja kolbą ir palengvina šilumos apykaitą tarp kolbos ir aplinkos. Tipiškas rentgeno vamzdis sukonstruotas taip, kad alyva galėtų laisvai plėstis kylant jos temperatūrai. Jeigu alyvos tūris viršija tam tikrą ribą, tada automatiškai aktyvuojamas specialus jungiklis, kuris išjungia katodo kaitinimą ir aukštą įtampą, kol sistema ataušta.

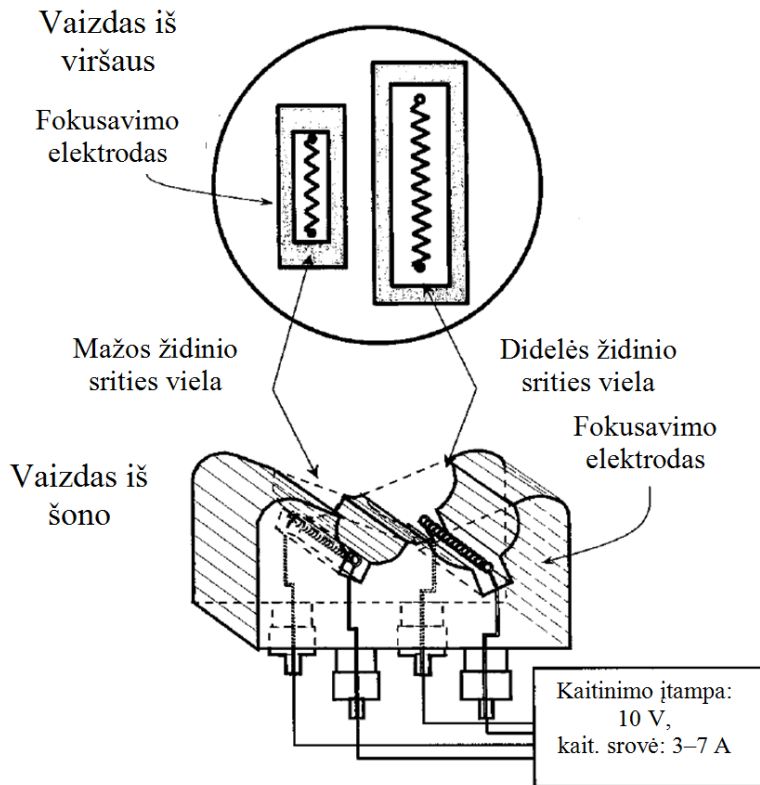
Kartu su naudingąja spinduliuote iš rentgeno vamzdžio išeina ir vadinamoji **nuotėkio spinduliuotė** (angl. *leakage radiation*). Tai yra spinduliuotė, kuri į aplinką patenka ne pro išėjimo langelį, o pro kitas rentgeno vamzdžio vietas. Kadangi visą rentgeno vamzdį (išskyrus išėjimo langelį) dengia apsauginis švino sluoksnis, tai nuotėkio spinduliuotės fotonų vidutinė energija yra didelė (žr. 2.2 skirsnį). Apsauginis sluoksnis turi būti toks, kad nuotėkio spinduliuotės dozės galia neviršytų nustatytų normų. Pvz., JAV reikalaujama, kad 1 m atstumu nuo židinio srities nuotėkio spinduliuotės dozės galia neviršytų 100 mR/val., kai vamzdžio greitinimo įtampa ir srovė yra didžiausios.

3.4.1. Katodas

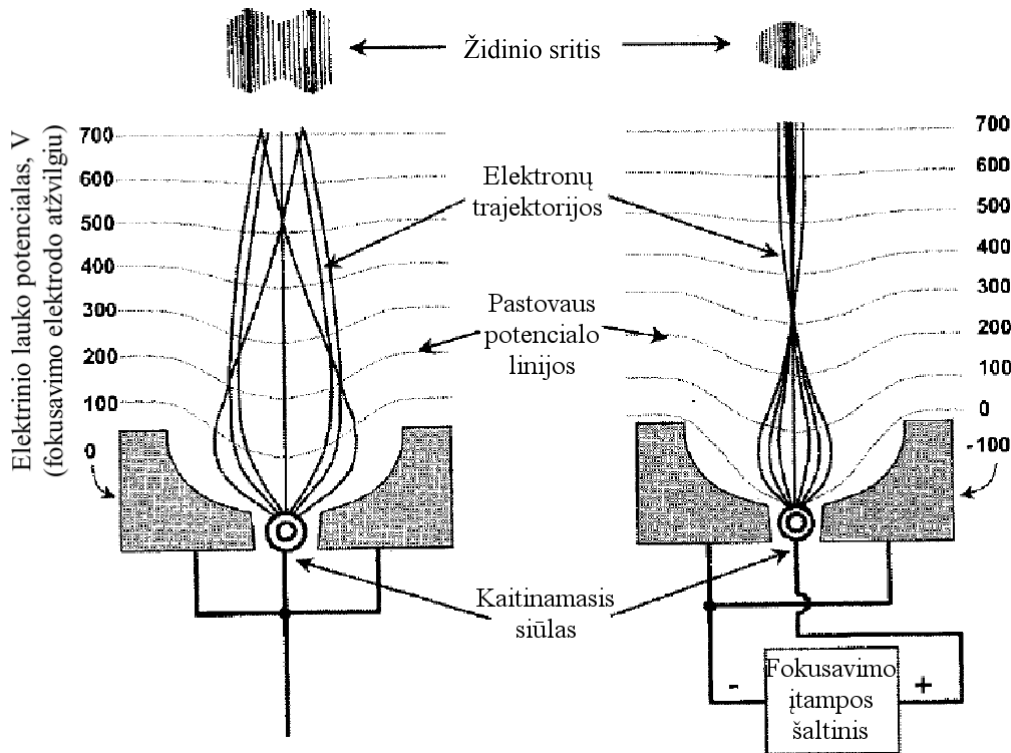
Katodas yra volframo spiralė, kurią supa fokusavimo elektrodas. Prie volframo spiralės yra prijungta maždaug 10 V įtampa, todėl ta spirale teka elektros srovė (jos stipris lygus maždaug 7 A). Dėl tos srovės volframo viela įkaista ir pradeda spinduliuoti elektronus (*termoelektronine emisija*).

Rentgeno vamzdžio (anodo) srovė – tai per laiko vienetą į anodą pataikantis pagreintųjų elektronų elektros krūvis. Rentgeno vamzdžio srovę galima reguliuoti keičiant katodo kaitinimo srovę.

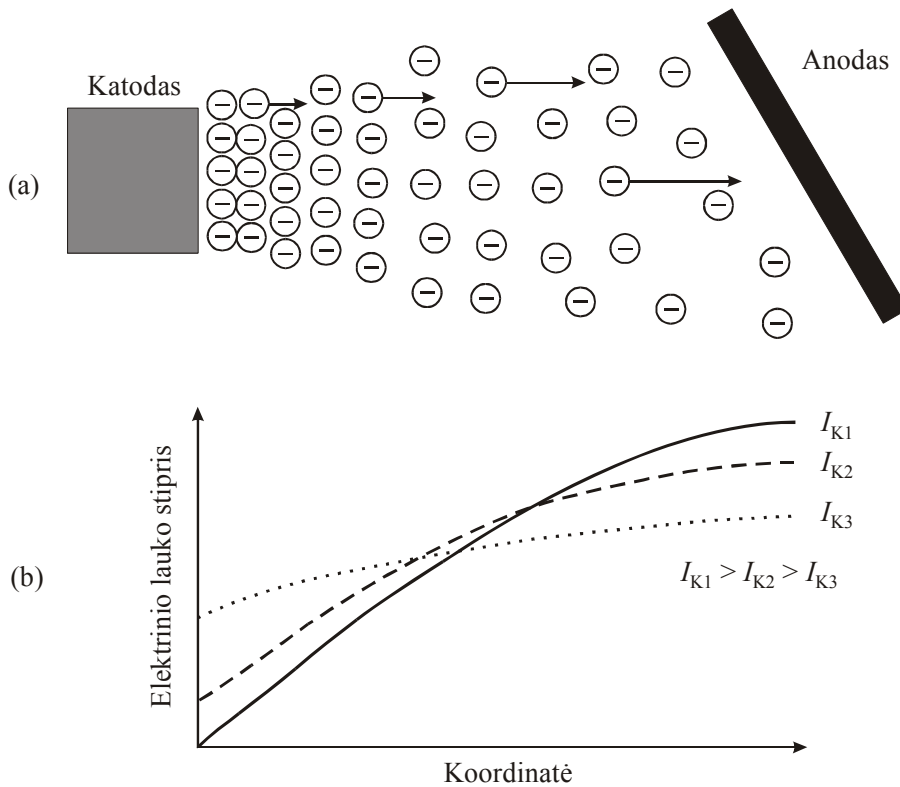
Fokusavimo elektrodas supa volframo spiralę ir formuoja elektronų pluoštą.



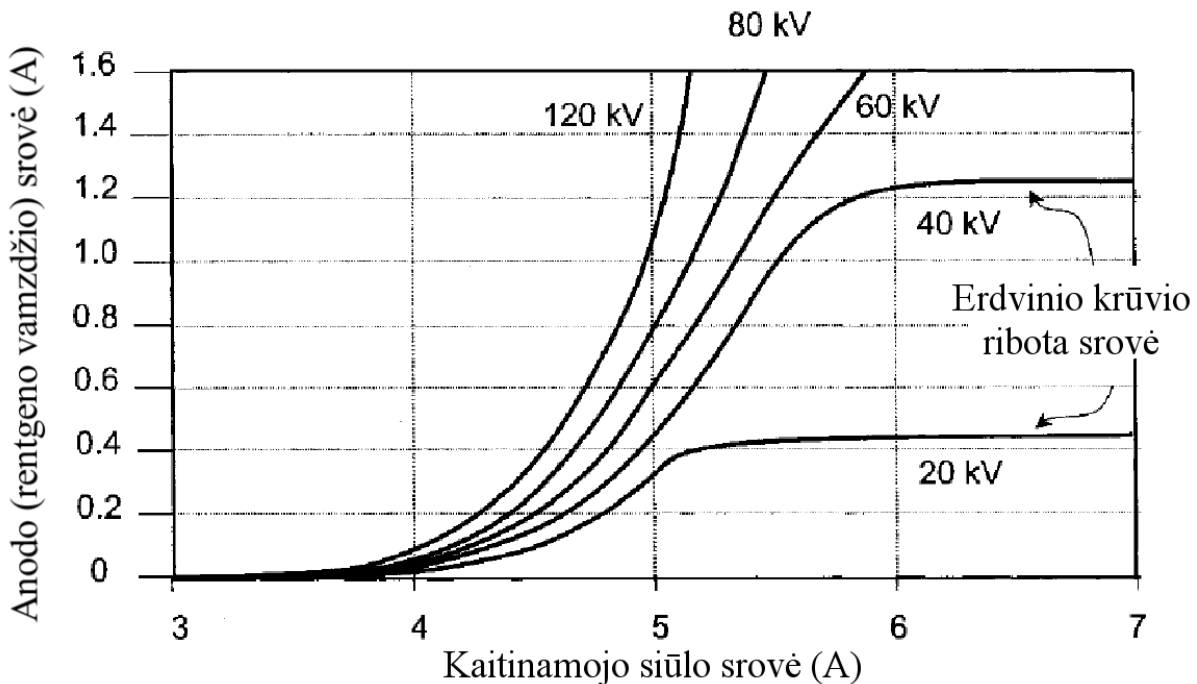
3.10 pav. Rentgeno vamzdžio katodą sudaro volframo viela ir fokusavimo elektrodas. Daugelyje rentgeno vamzdžių, kurie naudojami diagnostikoje, yra du katodai, kurie skiriasi židinio srities dydžiu



3.11 pav. Fokusavimo elektrodas gali būti to paties potencialo kaip volframo spiralė (kairėje) arba gali turėti mažesnę potencialą negu volframo spiralė (dešinėje). Antruoju atveju gaunama mažesnė židinio sritis



3.12 pav. (a) Tarp katodo ir anodo egzistuoja erdvinis neigiamas elektronų krūvis. To krūvio tankis yra didžiausias prie katodo. (b) Elektrinio lauko priklausomybė nuo koordinatės (t. y. nuo atstumo iki katodo), esant trims kaitinimo srovės vertėms. Trečioji kreivė (atitinkanti didžiausią kaitinimo srovę) atitinka erdvinio krūvio ribotą veiką (elektrinio lauko stipris prie katodo yra lygus nuliui)



3.13 pav. Rentgeno vamzdžio srovės priklausomybė nuo kaitinimo (volframo spiralinės) srovės, esant kelioms greitimo įtampos (U) vertėms. Matosi, kad, kai kaitinimo srovės yra maža, tada rentgeno vamzdžio srovė didėja augant kaitinimo srovei, o tolimesnės priklausomybės pavidalas priklauso nuo U : kai $U \leq 40$ kV, tada, kai srovė pasiekia tam tikrą vertę, tolimesnis kaitinimo srovės didinimas nedidina rentgeno vamzdžio srovės, nes prie katodo susikaupia neigiamas erdvinio krūvio elektronų „debesis“, kuris pilnai „ekranuoja“ (kompensuoja) teigiamąjį anodo krūvį. Tai yra „erdvinio krūvio ribota“ veikla. Kai $U > 40$ kV, tada pilnos kompensacijos nėra esant jokiai kaitinimo srovės vertei, todėl rentgeno vamzdžio srovės vertę riboja tik termoelektroninė emisija. Tai yra „termoelektroninės emisijos ribota“ veikla

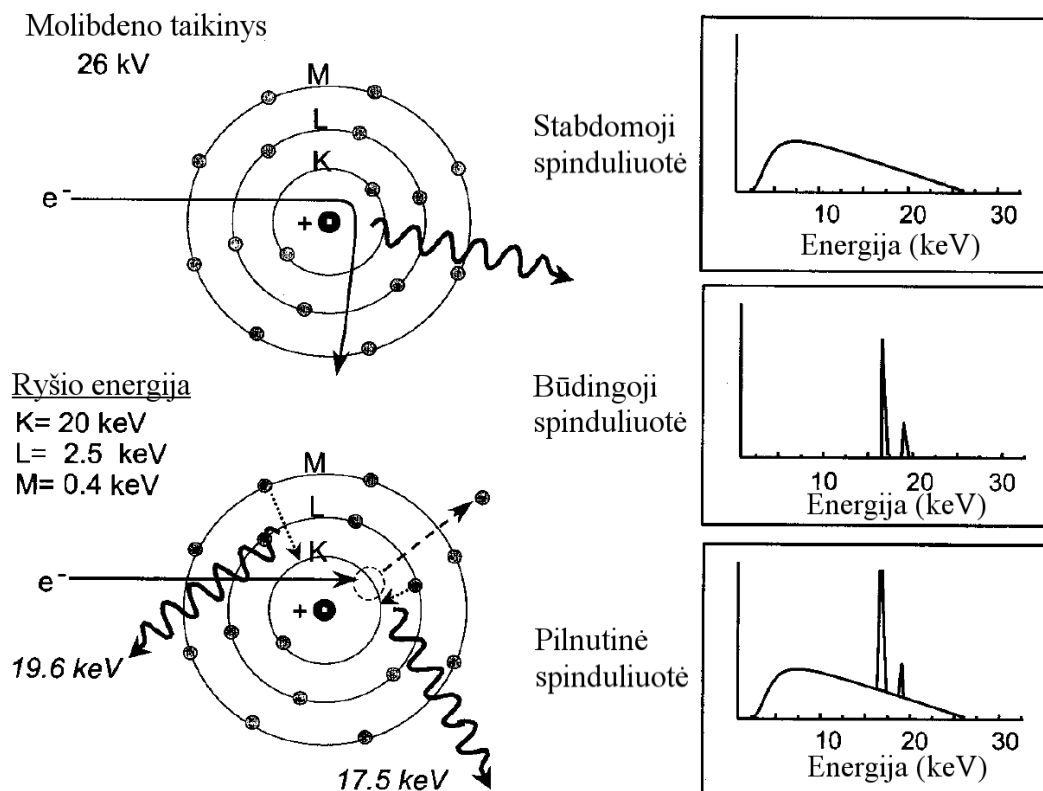
3.4.2. Anodas

Kai pagreitinti elektronai smūgiuoja į anodą, didžioji dalis jų kinetinės energijos virsta šiluma. Todėl, kad išvengti anodo perkaitimo, reikia apriboti rentgeno vamzdžio srovę. Anodo įkaitimas yra daugiausia susijęs su jo atomų jonizavimu ir sužadinimu, kai su atomais sąveikauja greitieji elektronai. Kadangi stabdomosios spinduliuotės fotonų didžiausią energiją lemia rentgeno vamzdžio greitinimo įtampa, kuri dažniausiai artima 100 kilovoltų (pvz., žr. 3.4 pav.), tai vidutinė stabdomosios spinduliuotės fotonų energija yra didesnė negu vidutinė būdingosios spinduliuotės fotonų energija. Todėl stabdomoji spinduliuotė yra palyginti silpnai sugerama anodo medžiagoje (silpniau negu būdingoji). Tai reiškia, kad didžioji jos dalis nevirsta šiluma ir išeina iš rentgeno vamzdžio (tai yra naudingoji spinduliuotė). Todėl rentgeno vamzdžių anodus naudinga gaminti iš didelio Z medžiagų, kad padidinti stabdomosios spinduliuotės intensyvumą (žr. (3.2.1) formulę). Dažniausiai naudojamas volframas (W , $Z = 74$).

Didelio atominio numerio metalų (pvz., volframo arba molibdeno) būdingosios rentgeno spinduliuotės K linijų energija yra kelių dešimčių keV eilės (žr. 3.2 lentelę). Jeigu spinduliuotės fotonų energija turi būti palyginti maža (pvz., 20 keV), tada anodą naudingiau gaminti iš medžiagų, kurios skleidžia reikalingos energijos būdingąją spinduliuotę. Tada, esant toms pačioms energijos sąnaudoms, gaunamas didesnis naudingos spinduliuotės intensyvumas (nes naudingąją spinduliuotę sudaro ne tik stabdomoji, bet ir būdingoji spinduliuotė). Todėl, pvz., mamografinių rentgeno vamzdžių anodai dažnai gaminami iš molibdeno arba rodžio, kurių K linijų energija yra artima 20 keV. Tokių rentgeno vamzdžių spektro formavimą iliustruoja 3.14 pav.

Anodas gali būti stacionarus (žr. 3.2 pav.) arba besisukantis (žr. 3.9 pav.). Stacionarųjį anodą sudaro volframo plokštelė („taikyns“), pritvirtinta prie vario gabalo. Tokių rentgeno vamzdžių didžiausia srovė ir didžiausias spinduliuotės intensyvumas yra palyginti maži, nes elektronų srautas krinta į mažą plotą (taigi, nėra efektyviai pašalinama šiluma).

Vamzdžiuose su besisukančiu anodu elektronai smūgiuoja į nuolat besisukančią taikinį, todėl šiluminė energija pasiskirsto daug didesniame plote ir anodas mažiau įkaista negu vamzdžiuose su stacionariu anodu. Todėl didžiausias elektronų srautas (ir tuo pačiu – didžiausias rentgeno spinduliuotės intensyvumas) yra daug didesnis, negu vamzdžio su stacionariu anodu.



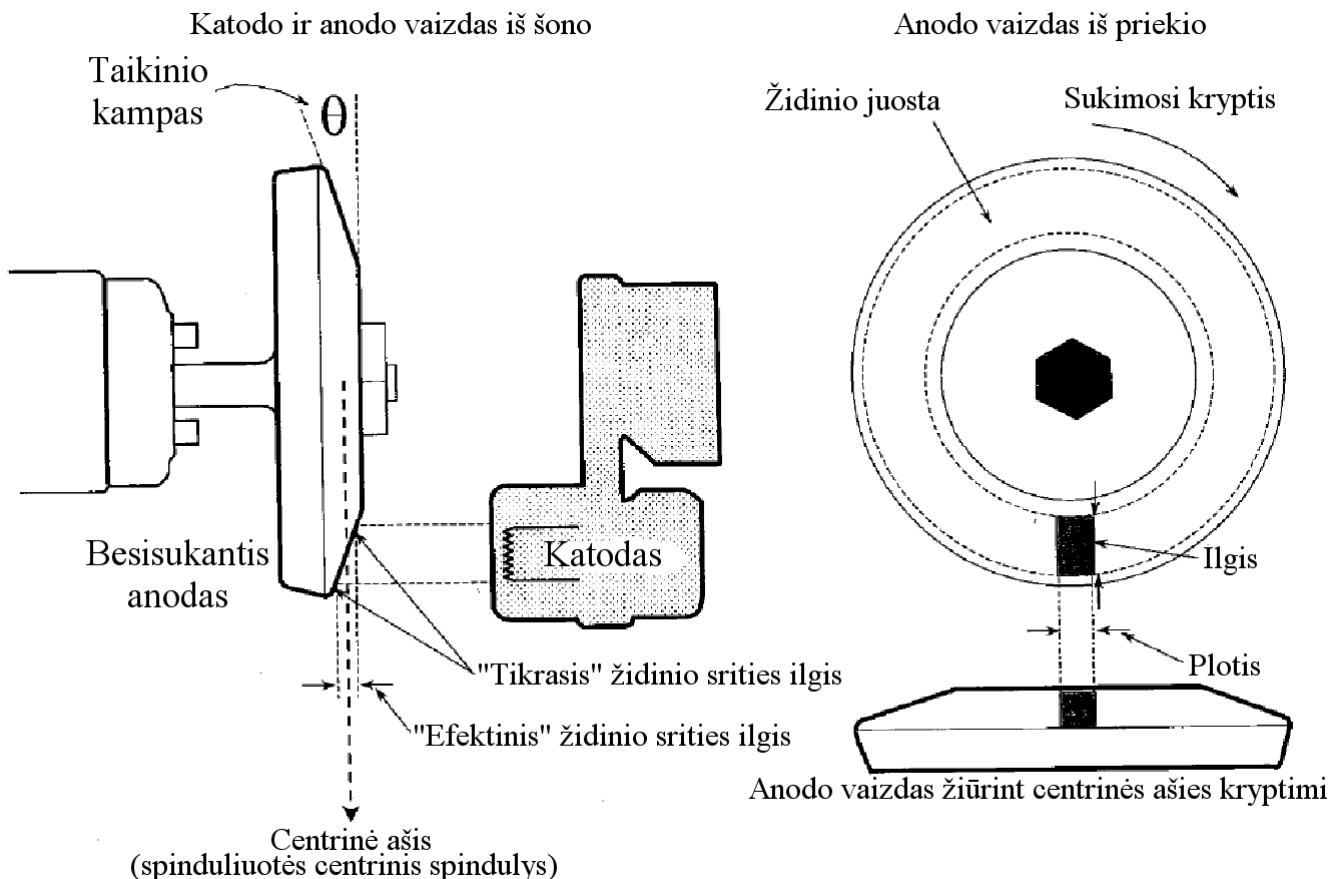
3.14 pav. Rentgeno spinduliuotės spektro formavimas, kai reikalinga maža fotonų energija (iki 20 keV). Molibdeno būdingosios spinduliuotės fotonų energijos (17,5 keV ir 19,6 keV) yra beveik optimalios mamografiniams tyrimams.

3.4.3. Anodo kampas ir židinio srities dydis

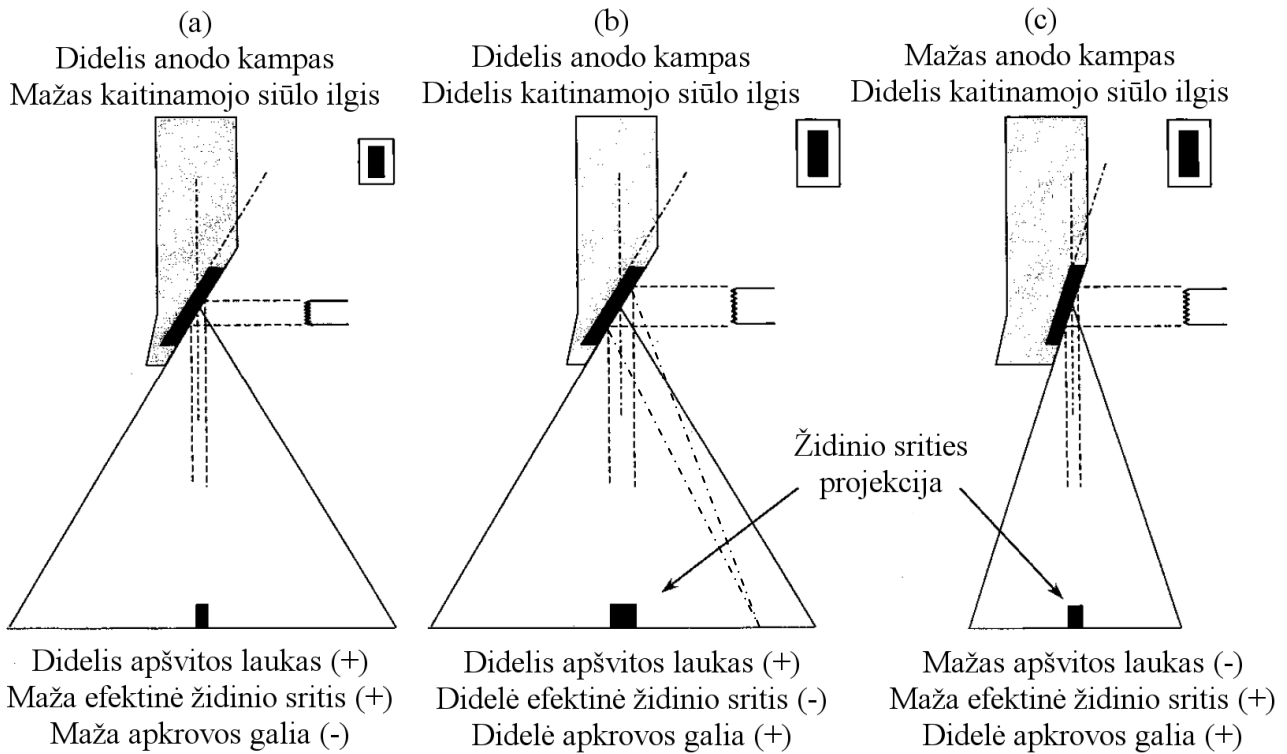
Anodo kampas θ – tai kampas tarp taikinio paviršiaus ir rentgeno spinduliuotės centrinio spindulio (žr. 3.15 pav.). Diagnostiniuose rentgeno vamzdžiuose anodo kampas yra $7^\circ - 20^\circ$. Dažniausiai pasitaiko vertės tarp 12° ir 15° . Kampas θ lemia židinio srities plotą. Tą plotą nusako srities ilgis ir plotis (žr. 3.15 pav.). Kaip matome 3.15 pav., židinio srities plotą galima apibrėžti dvejopai. **Tikrasis židinio srities plotas** – tai anodo paviršiaus srities, į kurią krinta elektronai, plotas. Jį lemia katodo kaitinamojo siūlo ilgis ir fokusavimo elektrodo matmenys. **Efektinis židinio srities plotas** – tai tikrojo ploto projekcija išilgai rentgeno spinduliuotės centrinio spindulio. Kaip parodyta 3.15 pav., efektinis židinio srities plotis yra lygus tikrajam pločiui ir nepriklauso nuo anodo kampo. Tačiau efektinis židinio srities ilgis yra mažesnis už tikrąjį:

$$\text{Efektinis židinio srities ilgis} = \text{tikrasis židinio srities ilgis} \times \sin \theta$$

Pasirenkant optimalų anodo kampą, reikia atsižvelgti į tris veiksnius – tiriamo objekto matmenis, reikalingą atvaizdo kontrastingumą ir reikalingą atvaizdo ryškumą. Kaip matome 3.16 pav., anodo kampas lemia **apšvitos lauką** (angl. *field coverage*) – erdvės sritį tarp kraštinių spindulių. Apšvitos laukas turi būti toks, kad jame tilptų visas tiriamasis objektas. Centrinis spindulys dažniausiai būna statmenas linijai, kuri jungia katodą ir anodą, ir dalija apšvitos lauką pusiau, o kampas tarp apšvitos lauko kraštinių spindulių yra apytiksliai lygus dvigubam anodo kampui. Taigi, norint padidinti apšvitos lauką, reikia didinti ir anodo kampą. Tačiau tada didėja efektinis židinio srities plotis. Kitaip sakant, didėja židinio srities regimieji kampiniai matmenys, žiūrint iš atvaizdo plokštumos taško, o dėl to blogėja atvaizdo



3.15 pav. Anodo kampas θ – tai kampas tarp taikinio paviršiaus ir rentgeno spinduliuotės centrinio spindulio (jį atitinka punktyrinė rodyklė). Kairiajame paveiksle matosi, kad regimasis („efektinis“) židinio srities ilgis yra mažesnis už „tikrąjį“ židinio srities ilgį. Kaip matyti dešiniajame paveiksle, židinio srities plotis nepriklauso nuo anodo kampo. Mažas židinio srities dydis yra naudingas, nes padidina vaizdo kontrastingumą. Tačiau mažas anodo kampas θ reiškia, kad yra mažas ir rentgeno spindulių sklaidos kampas, t. y. apšvitinama mažesnė erdvės sritis



3.16 pav. Apšvitos lauko dydis ir efektinis židinio srities ilgis priklauso nuo anodo kampo. **(a)** Kai anodo kampas yra didelis, tada yra didelis apšvitos laukas (galima tirti didesnius objektus). Tačiau, kad gauti mažą efektinę židinio sritį, reikia mažinti ir tikrąją židinio sritį, t. y. mažinti apkrovos galią (mažėja atvaizdo ryškumas). **(b)** Kai anodo kampas yra didelis, tada yra didelis apšvitos laukas, o dėl didelių židinio srities matmenų gaunama didelė apkrovos galia. Tačiau tada yra didelis efektinis židinio srities ilgis, o dėl to blogėja kontrastingumas (spinduliai, kuriuos vaizduoja taškinės-brūkšninės linijos, eina per skirtingas tiriamojo objekto vietas, tačiau pataiko į tą patį atvaizdo plokštumos tašką). **(c)** Kai anodo kampas yra mažas, tada mažą efektinę židinio srities ilgį galima gauti ir tada, kai apkrovos galia yra didelė (taigi, vaizdas yra vienu metu kontrastingas ir ryškus). Tačiau tada sumažėja apšvitos laukas.

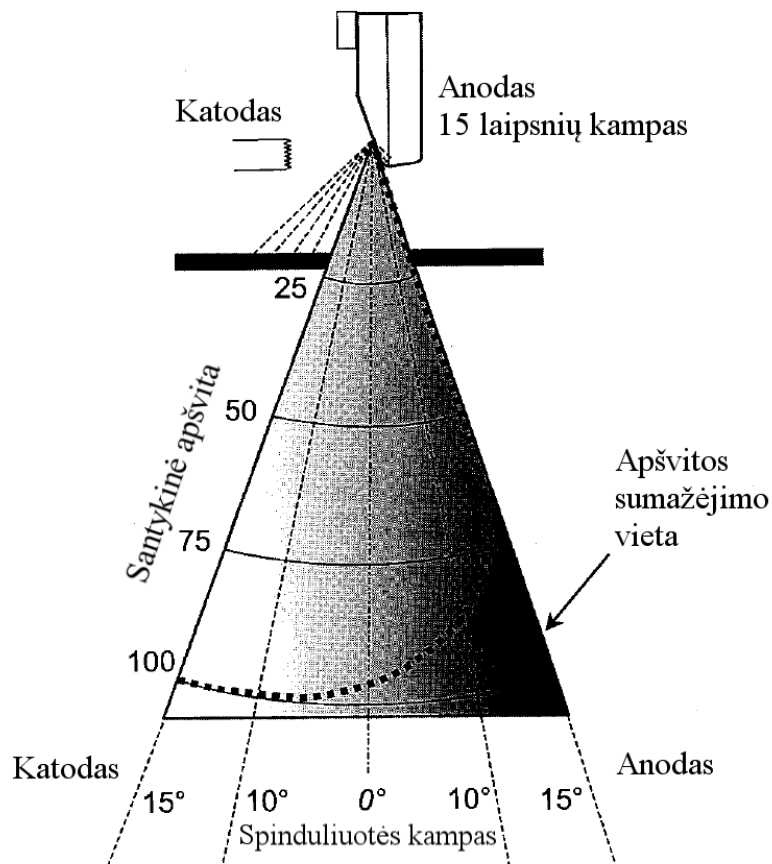
kontrastingumas. Taip yra todėl, kad spinduliai, kurie kertasi viename atvaizdo plokštumos taške, yra išėję iš skirtingų židinio srities taškų (žr. 3.16b), todėl sklinda šiek tiek skirtingomis kryptimis. Vadinas, jie eina per skirtingas tiriamojo objekto vietas. Atitinkamai atvaizde tampa sunkiau atskirti tas objekto vietas vieną nuo kitos. Taigi, kad užtikrinti gerą kontrastingumą, reikia, kad efektinis židinio srities ilgis būtų kuo mažesnis, o padidinus anodo kampą tai galima pasiekti tik sumažinus ir *tikrąją* židinio srities ilgį, t. y. kaitinamojo siūlo ilgį (plg. 3.16a ir 3.16b pav.). Tada elektronų srautas yra sutelktas mažesniame anodo paviršiaus plote, todėl, kad išvengti anodo perkaitimo, reikia mažinti ir pilnutinį elektronų srautą, t. y. reikia mažinti rentgeno vamzdžio *apkrovos galią* (angl. *power loading*), kuri apibrėžiama kaip rentgeno vamzdžio anodo srovės ir vidutinės greitinimo įtampos sandauga:

$$P = IU.$$

Tuo pačiu mažėja ir rentgeno spinduliuotės intensyvumas, t. y. atvaizdo ryškumas. Norint vienu metu užtikrinti didelį ryškumą (t. y. didelę apkrovos galią) ir didelį kontrastingumą (t. y. mažą efektinę židinio srities ilgį), reikia mažinti anodo kampą (žr. 3.16c pav.), tačiau tada mažėja apšvitos laukas, t. y. tampa neįmanoma tirti didesnių objektų. Optimalus anodo kampas priklauso nuo taikymo. Pvz., kai kuriuose angiografijos taikymuose apšvitos lauką riboja vaizdo skaisčio stiprintuvo skersmuo (maždaug 20 cm). Tada parankiausia naudoti mažą anodo kampą (maždaug nuo 7° iki 9°). Bendrosios paskirties radiografijoje reikalingas didesnis anodo kampas (maždaug nuo 12° iki 15°), kad pasiekti kuo didesnį apšvitos lauką esant mažam atstumui tarp židinio ir atvaizdo.

3.4.4. Vaizdo iškraipymai

Vienas iš vaizdo iškraipymų yra vadinamasis „kulno efektas“ (angl. *heel effect*). Šis pavadinimas kilo iš polinės diagramos, kuri nusako iš rentgeno vamzdžio išeinančios spinduliuotės kampinį pasiskirstymą, pavidalo (žr. 3.17 pav.). Kaip matome 3.17 pav., šis efektas pasireiškia tuo, kad rentgeno spindulių intensyvumas yra mažesnis anodo kryptimi, negu katodo kryptimi. Anodo medžiagoje rentgeno spinduliai yra generuojami izotropiškai, t. y. vienodai visomis kryptimis. Tačiau fotonai, kurių sklaidymo kryptis sudaro mažesnę kampą su anodo paviršiumi, nueina didesnę atstumą anodo medžiagoje, todėl daugiau tų fotonų yra sugerama arba išsklaidoma. Kitaip sakant, rentgeno spinduliai, kurie sąlygoja atvaizdo dalį, esančią arčiau anodo, yra labiau susilpninami negu spinduliai, kurie sąlygoja atvaizdo dalį, esančią arčiau katodo. Tai lemia atvaizdo ryškumo netolygumą. Šį netolygumą galima sumažinti didinant atstumą tarp spinduliuotės šaltinio ir atvaizdo, nes tada sumažėja kampų intervalas, kuris atitinka spindulius, kuriančius atvaizdą. Be to, šį ryškumo netolygumą galima iš dalies kompensuoti patalpinus katodą virš storesnių paciento vietų, o katodą – virš plonesnių vietų.



3.17 pav. Spinduliuotės intensyvumo sumažėjimas atvaizdo dalyje, kuri yra arčiau anodo („kulno efektas“)

Kitos rūšies iškraipymus sukelia elektronai, kurie pataiko į anodą židinio srities išorėje. Nors visi iš katodo išlėkę elektronai visų pirma pataiko į židinio sritį, tačiau kai kurie iš jų patiria vadinamąją atgalinę sklaidą, t. y. išsklaidomi prie anodo paviršiaus dideliu kampu (didesniu už 90°) ir išlekia iš anodo medžiagos atgal į rentgeno vamzdžio ertmę. Paskui tie elektronai, veikiami elektrinio lauko, vėl yra nukreipiami į anodą, tačiau anodo paviršius jie gali pasiekti ne židinio srityje. Taigi, dėl šių elektronų susidaro mažo intensyvumo rentgeno spindulių šaltinis aplink židinio sritį. Šiuos spindulius vadinsime **nefokusuota spinduliuote** (angl. *off-focus radiation*). Nefokusuota spinduliuotė padidina paciento apšvitą, sąlygoja atvaizdų kraštų išplitimą ir pašalinį foną išryškintame atvaizde. Nefokusuotą spinduliuotę galima sumažinti patalpinus švino vamzdelį prie rentgeno vamzdžio išėjimo langelio. Toks vamzdelis vadinamas **kolimatoriumi**. Kolimatoriaus paskirtis – spinduliuotės srauto susiaurinimas. Be to, nefokusuotą spinduliuotę galima sumažinti naudojant rentgeno vamzdį, kurio anodo potencialas yra toks pats, kaip ir vamzdžio apvalkalo (t. y. įžemintas anodas). Tada išsklaidyti elektronai gali būti pritraukti ne tik prie anodo, bet ir prie vamzdžio apvalkalo. Pastaruoju atveju rentgeno spinduliai, kurie atsiranda dėl tų elektronų, neišvengiamai iš rentgeno vamzdžio (nes nepataiko į išėjimo langelį).

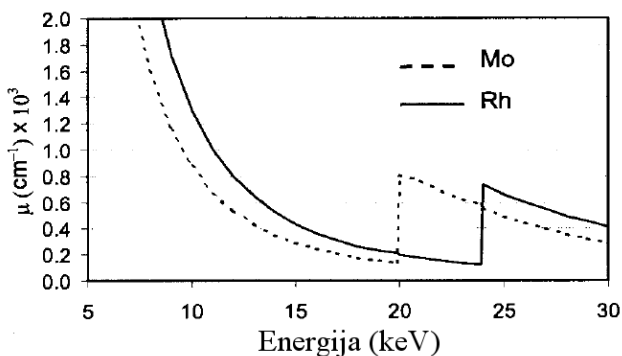
3.4.5. Filtravimas

Filtravimas – tai rentgeno spinduliuotės fotonų pašalinimas iš pluošto, kai pluoštas pereina medžiagos sluoksni. Visada egzistuoja vidinis filtravimas (angl. *inherent filtration*), kuris susijęs su tuo, kad spinduliuotė turi kirsti rentgeno vamzdžio langelį (jo storis būna nuo 1 mm iki 2 mm, o medžiaga – stiklas arba metalas). Kadangi stiklo (SiO_2) ir aliuminio atominiai numeriai yra artimi (atitinkamai $Z = 14$ ir $Z = 13$), tai jų silpimo koeficientai yra panašūs. Stiklas ir aliuminis efektyviai sugeria fotonus, kurių energija yra mažesnė negu maždaug 15 keV. Tačiau, jeigu yra reikalingi mažesnės energijos fotonai (pvz., mamografijoje), tada rentgeno vamzdžio langelis gaminamas iš berilio ($Z = 4$). Be to, gali egzistuoti vidinis filtravimas dėl to, kad rentgeno pluoštas dar turi pereiti per alyvos sluoksnį.

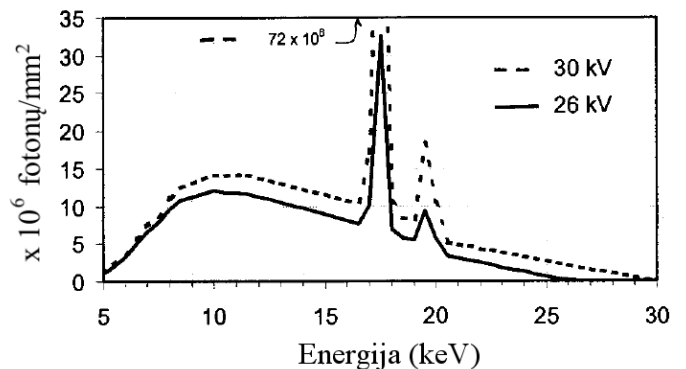
Papildomas filtravimas (angl. *added filtration*) realizuojamas talpinant metalo plokštes („filtrus“) pluošto kelyje, kad pakeisti pluošto efektyvumą. Diagnostinėje radiologijoje tie filtrai naudojami tam, kad pašalinti mažiausios energijos fotonus, kurie praktiškai neturi galimybių kirsti paciento kūną ir pasiekti detektorius. Taigi, šiuo atveju filtravimas reikalingas, kad sumažinti paciento sugertąją dozę (fotonus sugeria ne paciento audiniai, o filtrai). Filtrai dažniausiai gaminami iš aliuminio. Kitos dažnai naudojamos filtrų medžiagos yra varis ir akrilo stiklas.

Jeigu yra siekiama išskirti tam tikrą būdingosios spinduliuotės spektro liniją, tada naudojami filtrai, pagaminti iš tos pačios medžiagos kaip anodas. Šiuo atveju filtro medžiagos „sugerties kraštai“ (žr. 2.6 pav.) leidžia pasiekti, kad būtų sugeriami ne tik mažiausių energijų fotonai, bet ir fotonai, kurių energija viršija sugerties krašto energiją. Pvz., mamografijoje dažnai naudojamos sistemos, į kurių sudėtį įeina vamzdis su molibdeno (Mo) anodu ir 0,03 mm storio Mo filtras, arba vamzdis su rodžio (Rh) anodu ir 0,025 mm storio Rh filtru. Rh filtras gali būti naudojamas ir su Mo anodu, tačiau Mo filtras negali būti naudojamas su Rh anodu. Mo arba Rh filtras sugeria rentgeno spinduliuotės fotonus, kurie nėra naudingi formuojant atvaizdą. Kaip parodyta 3.18 pav., filtro sugerties koeficientas staigiai sumažėja, kai fotono energija tampa mažesnė už K krašto energiją. Kaip minėta 2.1.3 skirsnyje, K krašto energija – tai K elektronų ryšio energija. Ryšio energija – tai vakuumo energijos lygmens ir K sluoksnio energijos skirtumas. Tuo tarpu K linijos fotonų energija – tai L sluoksnio energijos ir K sluoksnio energijos skirtumas. Taigi, K linijos fotonų energija visada yra mažesnė už sugerties K krašto energiją dydžiu, kuris

(a) Ilginis silpimo koeficientas

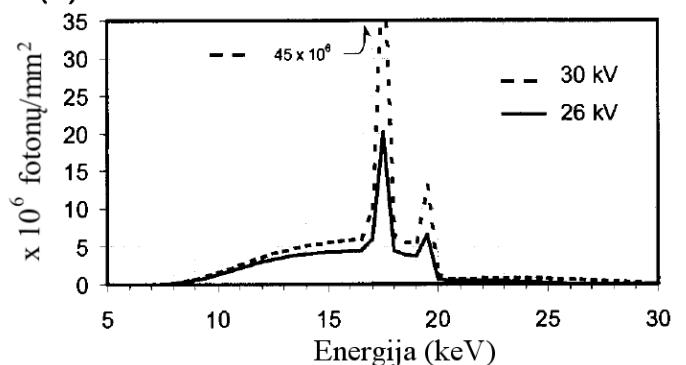


(b) Mo taikinys -- Nefiltruoti spektrai



3.18 pav. (a) Mo ir Rh silpimo koeficientų priklausomybė nuo energijos. Mažo silpimo koeficiento „langas“ egzistuoja žemiau K sugerties krašto energijos. (b) Nefiltruoti spektrai naudojant Mo taikinį ir 26 kV bei 30 kV greitinimo įtampas. Šiuose spektruose yra palyginti daug mažų ir didelių energijų fotonų. (c) Filtruoti spektrai naudojant Mo taikinį ir 26 kV bei 30 kV greitinimo įtampas, kai tarp rentgeno vamzdžio ir spinduliuotės detektoriaus yra patalpintas 30 μm storio Mo filtras. Filtras pašalina didžiąją dalį mažos ir didelės energijos fotonų

(c) Mo taikinys -- 0,030 mm storio Mo filtras



lygus L sluoksniu elektronų ryšio energijai (t. p. žr. 1.1 pav.). Dėl šios priežasties, jeigu filtras yra pagamintas iš tos pačios medžiagos kaip ir anodas, tada K linijų energija visada priklausys filtro „pralaidumo“ langui, o fotonai, kurių energija didesnė už K elektronų ryšio energiją, bus pašalinami. Kadangi rodžio K elektronų ryšio energija yra didesnė negu molibdeno (žr. 3.1 lentelę), tai su Mo taikiniai gali būti naudojami ir Rh filtrai. Tada spindulių efektinė energija yra šiek tiek didesnė negu naudojant Mo filtrą, nes Rh praleidžia fotonus su energijomis nuo 20 keV iki 23 keV.

Naudojant Mo arba Rh taikinius, didžiausias būdingosios ir stabdomosios spinduliuotės fotonų skaičių santykis pasiekiamas, kai į anodą krintančių elektronų energijos ir K krašto energijos skirtumas yra tarp 5 keV ir 10 keV. Taigi, pvz., Mo taikinio atveju optimali greitinimo įtampa yra tarp 25 kV ir 30 kV (naudojant Mo filtrą, būdingosios spinduliuotės fotonų santykinės dalies reikšmės, atitinkančios šias dvi įtampas, yra 19 % ir 29 %).

3.4.6. Veiksniai, kurie lemia rentgeno spindulių emisiją

Rentgeno vamzdžio spinduliuotė dažnai apibūdinama šiais trim terminais:

- 1) spinduliuotės kietumas (anglų literatūroje dažnai naudojamas terminas *quality*: „kokybė“),
- 2) spinduliuotės fotonų skaičius (spinduliuotės „kiekis“, angl. *quantity*),
- 3) spinduliuotės ekspozicinė dozė (angl. *exposure*).

Kaip minėta 2.2 skirsnyje, spinduliuotės kietumas nusako jos skvarbumą. „Kietesnės“ spinduliuotės fotonų vidutinė energija yra didesnė, todėl spinduliuotė yra labiau skvarbi (t. y. jos silpimo koeficientas yra mažesnis). Ekspozicinė dozė buvo apibrėžta 2.3.3 skirsnyje. Ji yra proporcinga krūviui, kurį sukūrė sugertoji rentgeno spinduliuotė. Fotonų energijų intervale, kuris naudojamas medicininėje radiografijoje (20 – 150 keV) ekspozicinė dozė yra apytiksliai proporcinga energijos įtėkiui (jis apibrėžtas 2.3.1 skirsnyje). Kadangi energijos įtėkis yra lygus fotonų įtėkio ir vidutinės fotono energijos sandaugai, tai ekspozicinė dozė priklauso ir nuo spinduliuotės kietumo, ir nuo spinduliuotės fotonų skaičiaus.

Be minėtų trijų dydžių, dažnai naudojama rentgeno spinduliuotės generavimo efektyvumo sąvoka: tai yra rentgeno spinduliuotės, kurią skleidžia anodas, energijos ir į anodą kritusių elektronų energijos santykis.

Pagrindiniai penki veiksniai, kurie lemia rentgeno spinduliuotės generavimo efektyvumą, ekspozicinę dozę, kietumą ir kiekį, yra šie:

- 1) rentgeno vamzdžio taikinio medžiaga,
- 2) greitinimo įtampa,
- 3) anodo srovė,
- 4) apšvitos trukmė,
- 5) pluošto filtravimas.

1. Taikinio (anodo) medžiaga lemia stabdomosios spinduliuotės generavimo efektyvumą. Iš (3.2.1) formulės išplaukia, kad krintančiųjų elektronų energijos nuostolių dalis, kuri atitinka stabdomąją spinduliuotę, yra tiesiog proporcinga taikinio medžiagos atominiam numeriui Z . Tuo pačiu ir stabdomosios spinduliuotės generavimo efektyvumas bei tos spinduliuotės fotonų skaičius yra proporcingi Z . Stabdomosios spinduliuotės fotonų *energiją* lemia greitinimo įtampa, bet ne anodo medžiaga. Tuo tarpu būdingosios spinduliuotės fotonų energiją lemia taikinio medžiaga. Taigi, taikinio medžiaga lemia stabdomosios spinduliuotės kiekį ir būdingosios spinduliuotės kietumą.

2. Vidutinė stabdomosios rentgeno spinduliuotės fotono energija yra apytiksliai tiesiog proporcinga greitinimo įtampai. Taigi, greitinimo įtampa lemia rentgeno spinduliuotės kietumą. Be to, didėjant greitinimo įtampai, didėja ir fotonų skaičius, atitinkantis vieną elektroną, pataikiusį į anodą (t. y. kiekvienas elektronas vidutiniškai sukuria daugiau fotonų):

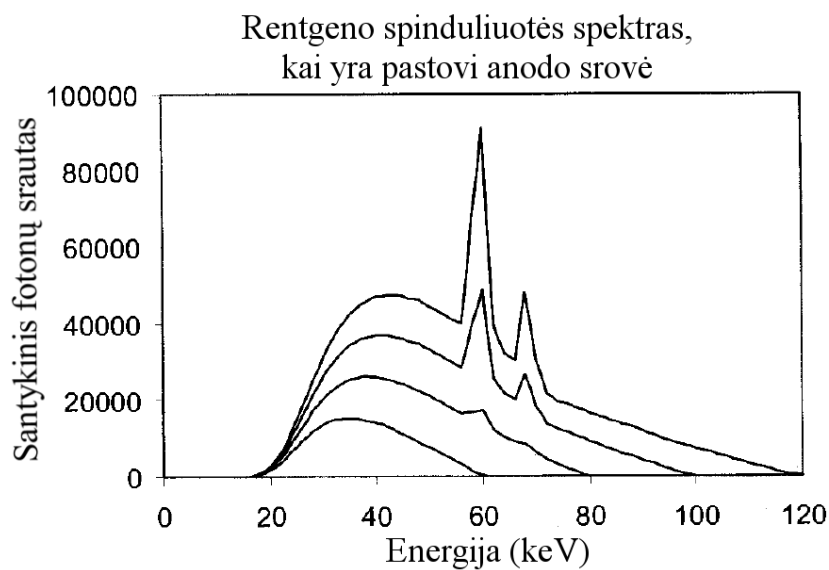
$$\text{Fotonų skaičius} \sim U^2.$$

Ši rentgeno spinduliuotės spektro kitimą didėjant greitinimo įtampai iliustruoja 3.19 pav. **Pastaba:** Kaip matome 3.19 pav., didėjant greitinimo įtampai, didėja ir būdingosios spinduliuotės smailės. Taip yra todėl, kad krintantis elektronas, sukurdamas vakansiją K sluoksnyje, praranda apytiksliai pastovų energijos kiekį, kuris silpnai priklauso nuo to elektrono energijos. Vadinasi, didesnės energijos elektronas galės jonizuoti daugiau anodo medžiagos atomų, kol bus pilnai sustabdytas. Atitinkamai išspinduliuojama daugiau būdingosios spinduliuotės fotonų.

3. Rentgeno vamzdžio (anodo) srovės stipris – tai elektrono krūvio ir elektronų srauto iš katodo į anodo sandaugą („srautas“ – tai yra kiekis per laiko vienetą). Fotonų skaičius ir ekspozicinė dozė yra tiesiog proporcingi rentgeno vamzdžio anodo srovės stipriui. Kadangi, kaip minėta, fotonų skaičius priklauso ir nuo greitinimo įtampos U , tai, norint užtikrinti tą patį fotonų skaičių pakeitus greitinimo įtampą, reikia atitinkamai pakeisti srovės stiprį arba apšvitos trukmę. Pvz., jeigu U pakeičiama nuo 60 kV iki 80 kV, o apšvitos trukmė nekinta, tada anodo srovę reikia sumažinti $(80 / 60)^2 \approx 1,78$ karto.

4. Apšvitos trukmė – tai laiko tarpas, kurio metu generuojami rentgeno spinduliuotės fotonai. Rentgeno spinduliuotės fotonų skaičius (ir tuo pačiu – ekspozicinė dozė) yra tiesiog proporcingas apšvitos trukmės ir anodo srovės stiprio sandaugai.

5. Kaip minėta 3.4.5 skirsnyje, rentgeno spinduliuotės pluošto filtravimas pasireiškia tuo, kad yra selektyviai pašalinami mažos energijos fotonai. Taigi, filtravimas pakeičia ir fotonų kiekį, ir spinduliuotės kietumą (spinduliuotė tampa kietesnė, t. y. vidutinė fotonų energija padidėja).



3.19 pav. Rentgeno spinduliuotės, kurią skleidžia rentgeno vamzdis, energijos srautas stipriai priklauso nuo vamzdžio greitinimo įtampos. Šiame pavyzdyje greitinimo įtampa keičiama nuo 60 kV iki 120 kV kas 20 kV, o anodo srovė palaikoma pastovi. Fotonų srautas yra proporcingas spektro integralui, t. y. plotui, kuris yra po kiekviena kreive. Jeigu nepaisoma būdingosios spinduliuotės, kurią atitinka dvi smailės, tada tas plotas yra apytiksliai proporcingas greitinimo įtampos kvadratui

3.5. Kontrastas ir dozė radiografijoje

3.20 pav. yra pavaizduota tipiška radiografinės procedūros geometrija. Rentgenografinė plėvelė, ant kurios fiksuojamas vaizdas, dažniausiai būna arti paciento. Vaizdas yra negatyvinis, t. y. didesnis spinduliuotės intensyvumas sąlygoja didesnę plėvelės tamsumą. Vaizdas analizuojamas padėjus išryškintą plėvelę ant specialios lempos. Regimojo vaizdo tamsumą kiekybiškai nusako vadinamasis **optinis tankis** (OT) kuris yra priešingas pralaidumo (T) dešimtainiam logaritmui:

$$OT = -\lg(T). \quad (3.5.1)$$

Pralaidumas duotajame taške – tai praėjusios ir kritusios spinduliuotės intensyvumų santykis:

$$T = \frac{I}{I_0}. \quad (3.5.2)$$

3.3 lentelė. Optinio tankio (OT) ir pralaidumo (T) reikšmių pavyzdžiai diagnostinėje radiologijoje

T	OT	Komentaras
1	0	Idealiai skaidri plėvelė (neegzistuoja)
0,776	0,11	Neišryškinta plėvelė
0,1	1	Šviesiai pilka plėvelė
0,01	2	Tamsi plėvelė
0,001	3	Labai tamsi plėvelė (reikia karštos lempos)
0,00025	3,6	Didžiausias optinis tankis medicininėje radiografijoje

Optinio tankio sąvoka yra vartojama kiekybiškai išreiškiant išryškinto vaizdo kontrastą. Vaizdo taškų A ir B **radiografinis kontrastas** yra lygus tuos taškus atitinkančių optinio tankio reikšmių skirtumui:

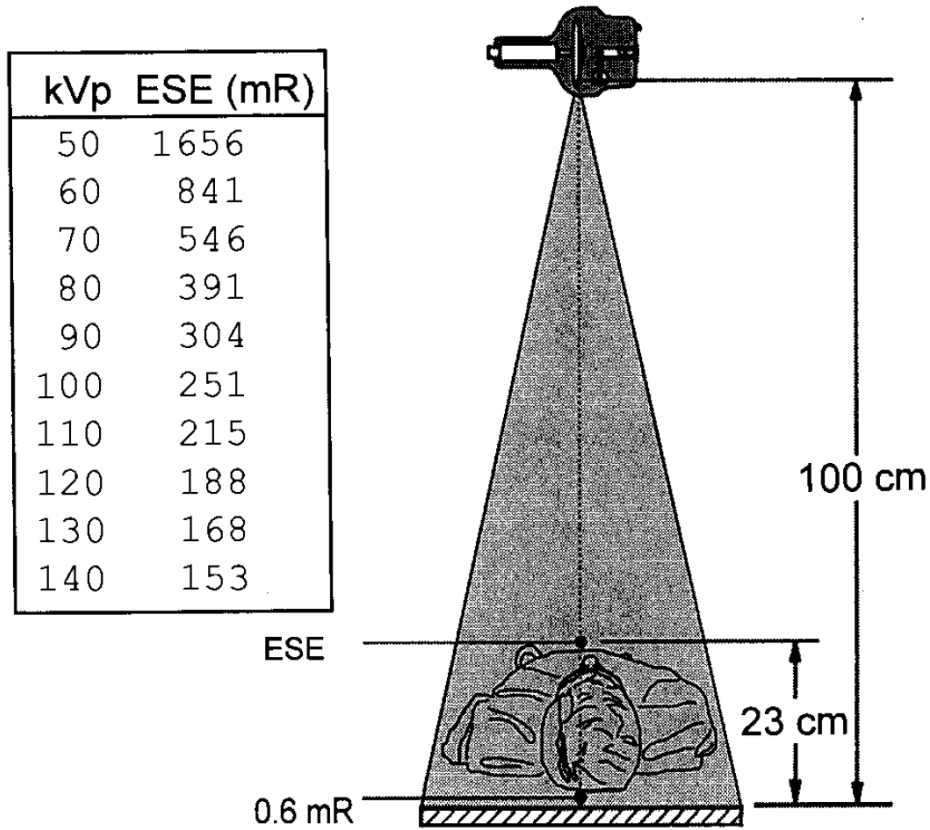
$$\text{Radiografinis kontrastas} = OT_A - OT_B. \quad (3.5.3)$$

Kontrastas yra apibrėžiamas, pasirenkant taškus A ir B *gretimose* skirtingo optinio tankio vaizdo srityse, pvz., vaizdo srityje, kuri atitinka kaulą, ir vaizdo srityje, kuri atitinka aplinkinį minkštąjį audinį.

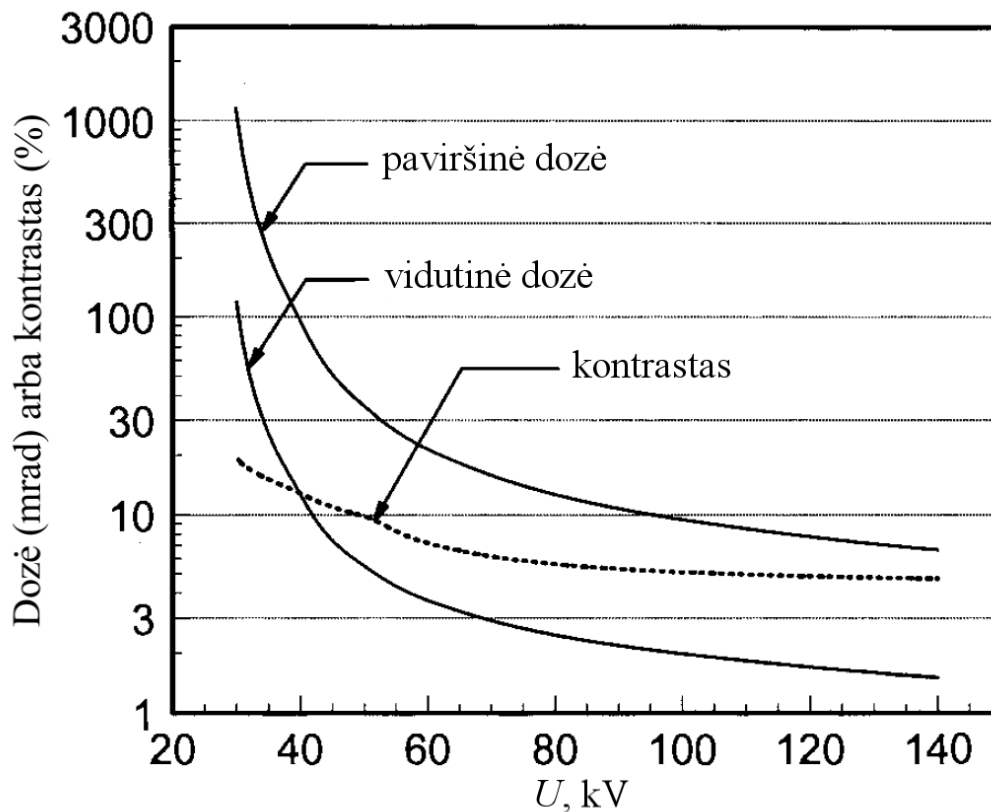
Egzistuoja ir kiti kontrasto apibrėžimai. Paprasčiausia yra **objekto kontrasto** (angl. *subject contrast*) sąvoka, kuri nusako fotonų srauto tankių (A ir B), išeinančių iš skirtingų objekto taškų, santykinį skirtumą (dviejų dydžių „santykinis skirtumas“ – tai tų dydžių skirtumas, padalytas iš vieno iš tų dydžių):

$$C = \frac{A - B}{A}. \quad (3.5.4)$$

Kontrastas priklauso nuo kelių veiksnių: greitinimo įtampos, tiriamo organo, paciento storumo. Mažėjant greitinimo įtampai, kontrastas didėja (žr. 3.21 pav., taškinė kreivė). Tačiau tada didėja ir paciento sugertoji dozė, kuri radiografijoje yra apibrėžiama dvejopai: „paviršinė“ dozė ir vidutinė dozė. Paviršinė dozė angliškose tekstuose yra žymima santrumpa „ESE“, kuri reiškia „entrance skin exposure“ – paviršinė ekspozicinė dozė, t. y. ekspozicinė dozė 1 cm storio sluoksnyje po oda. 3.20 pav. yra lentelė, kurioje pateiktos ESE reikšmės, kurios reikalingos, norint gauti 0,6 mR ekspozicinę dozę prie rentgenografinės plėvelės paviršiaus, naudojant įvairias greitinimo įtampas. Ekspozicinė dozė prie plėvelės paviršiaus lemia tos plėvelės patamsėjimą. Taigi, visais šiais atvejais plėvelės patamsėjimas būtų apytiksliai vienodas. Tačiau toje lentelėje matome, kad, mažėjant greitinimo įtampai, sparčiai didėja paviršinė dozė. Taip yra todėl, kad mažesnės energijos fotonai yra mažiau skvarbūs. Taigi, kad gauti tą patį plėvelės patamsėjimą esant mažesnei greitinimo įtampai, yra reikalingas didesnis krintančios spinduliuotės intensyvumas, t. y. reikalinga didesnė paviršinė dozė. Praktikoje siekiama kompromiso tarp kontrasto ir dozės, t. y. vaizdo kokybė yra šiek tiek pabloginama, kad sumažinti paciento apšvitą. Tai yra pasiekama didinant greitinimo įtampą. Kaip matome 3.21 pav., didėjant greitinimo įtampai, dozė mažėja daug greičiau negu kontrastas. Be to, matome, kad vidutinė dozė yra daug mažesnė už paviršinę dozę. Taip yra dėl to, kad rentgeno spinduliuotės pluoštas medžiagoje silpnėja eksponentiškai.



3.20 pav. Tipinės radiografinės apšvitos geometrija. Lentelėje parodyta paviršinės ekspozicinės dozės („ESE“), kuri reikalinga gauti 0,6 mR ekspozicinę dozę prie plėvelės paviršiaus, priklausomybė nuo greitinimo įtampos („kVp“)



3.21 pav. Kontrasto ir dozės priklausomybė nuo greitinimo įtampos. Yra parodytos paviršinė sugertoji dozė (apskaičiuota 1 cm storio sluoksniui po oda) ir vidutinė sugertoji dozė (vidurkis apskaičiuotas visame paciento stovyje, kuris lygus 23 cm)

3.6. Išsklaidytoji spinduliuotė projekcinėje radiografijoje

Bendros paskirties radiografijoje naudojamos rentgeno spinduliuotės fotonų energija kinta nuo maždaug 15 keV iki 120 keV. Minkštame audinyje Komptono sklaidos ir fotoelektrinės sugerties tikimybės susilygina, kai fotono energija prilygsta maždaug 26 keV. Kai fotono energija didesnė, minkštame audinyje vyrauja Komptono sklaida. Didesnio vidutinio atominio numerio medžiagose (pvz., kauliniame audinyje) minėtųjų dviejų vyksmų tikimybės susilygina, kai fotono energija prilygsta maždaug 35 keV. Taigi, beveik visose radiografinėse procedūrose (išskyrus mamografiją) dauguma fotonų sąveikos įvykių yra Komptono sklaidos įvykiai.

Išsklaidyti fotonai blogina vaizdo kokybę, nes jie pažeidžia pagrindinę prielaidą, kuria remiasi rentgenografinio vaizdo analizė: kad fotonai sklinda tiesiomis linijomis. 3.22a pav. parodyta, kad taškas, kuriame detektuojamas išsklaidytas fotonas, atitinka trajektoriją, kurią vaizduoja punktyrinė linija, o ne išsklaidyto fotono trajektoriją. Taigi, išsklaidytų fotonų detektavimas sąlygoja rentgenografinės plėvelės patamsėjimą, tačiau neprideda jokios naudingos informacijos prie gauto vaizdo.

Nusakant sklaidos įtaką atvaizdo kokybei, naudojama sklaidos srauto ir pirminio fotonų srauto santykio sąvoka („S/P santykis“). Šią sąvoką iliustruoja 3.22b pav. S/P santykis priklauso nuo apšvitos lauko ploto (t. y. nuo horizontalių matmenų 3.22a pav.), nuo paciento storio (t. y. nuo vertikalų matmenų 3.22a pav.) ir nuo rentgeno spinduliuotės fotonų energijos. 3.23 pav. pateiktos S/P reikšmės įvairiems apšvitos lauko matmenims ir įvairaus storio pacientams. Pvz., pilvo ertmės radiografijoje tipiniai apšvitos lauko matmenys yra 35×35 cm, o tipinis paciento storis yra nuo 20 iki 30 cm. Pagal 3.23 pav. duomenis tai atitinka S/P reikšmę, kuri didesnė už 3. Kai S/P santykis yra lygus 3, kiekvieną pirminį fotoną atitinka trys išsklaidyti fotonai. T. y. 75 % visų fotonų, kurie pataiko į detektorius, neneša jokios naudingos informacijos apie paciento anatomiją. Storesnių pacientų atveju S/P reikšmė gali siekti 5 arba 6.

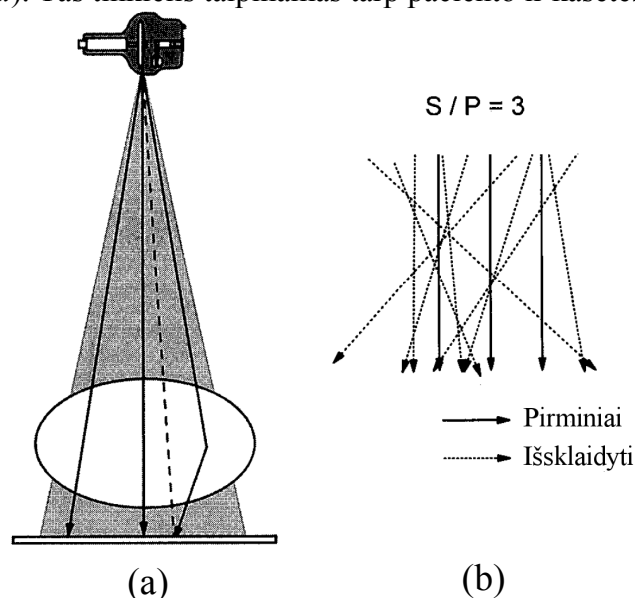
3.23 pav. iliustruoja pluošto kolimavimo naudą. Kolimavimas pasireiškia apšvitos lauko sumažėjimu. Iš 3.23 pav. matome, kad tada sumažėja ir S/P reikšmė. Taigi, paprasčiausias būdas sumažinti rentgeno spinduliuotės sklaidą remiasi apšvitos lauko sumažinimu, kad pluoštas eitų tik per tiriamąją paciento kūno dalį ir nekliudytų kitų dalių.

Projekcinėje radiografijoje sklaida pablogina (sumažina) atvaizdo kontrastą. Jeigu fotonų srauto tankiai, kurie pereina per dvi gretimas sritis, yra lygūs A ir B , tada, kai nėra sklaidos, kontrastą C nusako (3.5.4) formulė. Kai yra sklaida, kontrastas tampa lygus

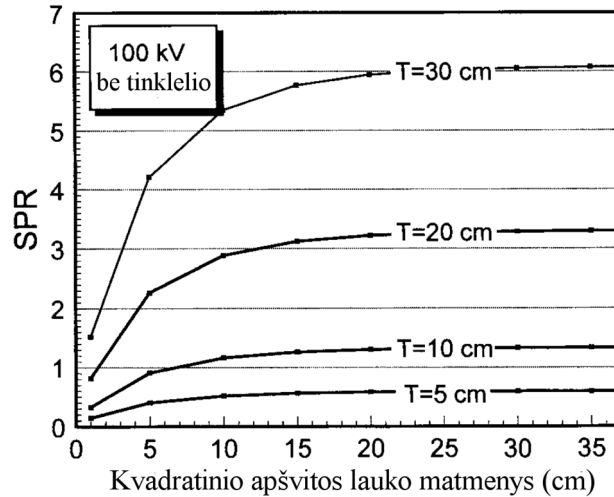
$$C' = C \frac{1}{1 + S/P}. \quad (3.6.1)$$

Daugiklis $(1 + S/P)^{-1}$ yra vadinamas **kontrasto sumažėjimo faktoriumi** (angl. *contrast reduction factor*).

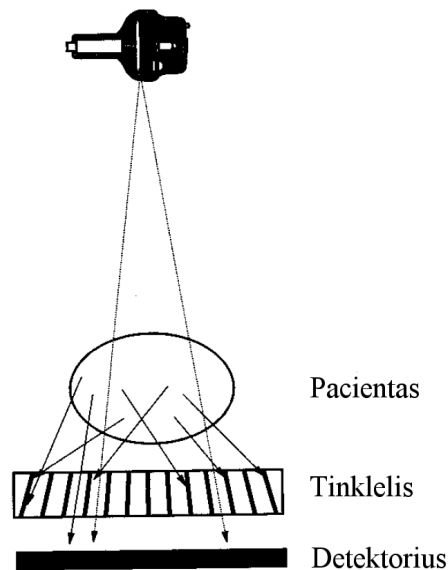
Diagnostinėje radiografijoje sklaidos efektai dažnai sumažinami naudojant vadinamąjį **kolimacinį tinklėlį** (angl. *antiscatter grid*). Tas tinklėlis talpinamas tarp paciento ir kasetės su rentgenografinė plėvele



3.22 pav. (a) Spinduliuotės sklaida pažeidžia pagrindinį geometrinį projekcinio vaizdinimo principą, kuris remiasi prielaida, kad fotonai juda tiesiomis linijomis. (b) Sklaidos srauto ir pirminio srauto santykis (S/P) nusako, kiek išsklaidytų fotonų atitinka kiekvieną pirminį fotoną.



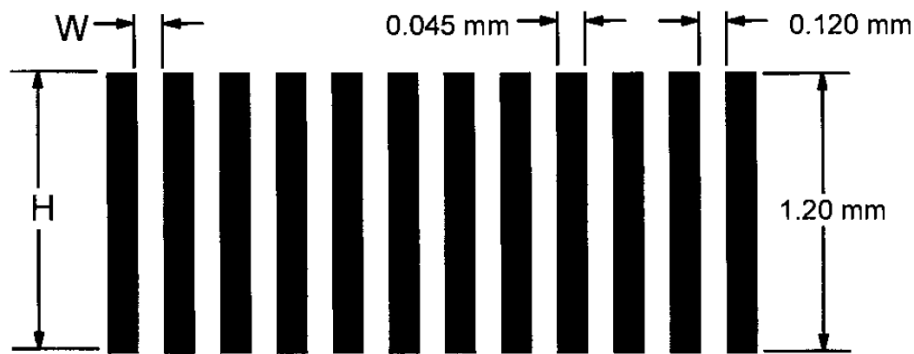
3.23 pav. Sklaidos ir pirminio srautų santykio (S/P) priklausomybė nuo apšvitos lauko matmenų, esant keliems paciento storiams (T)



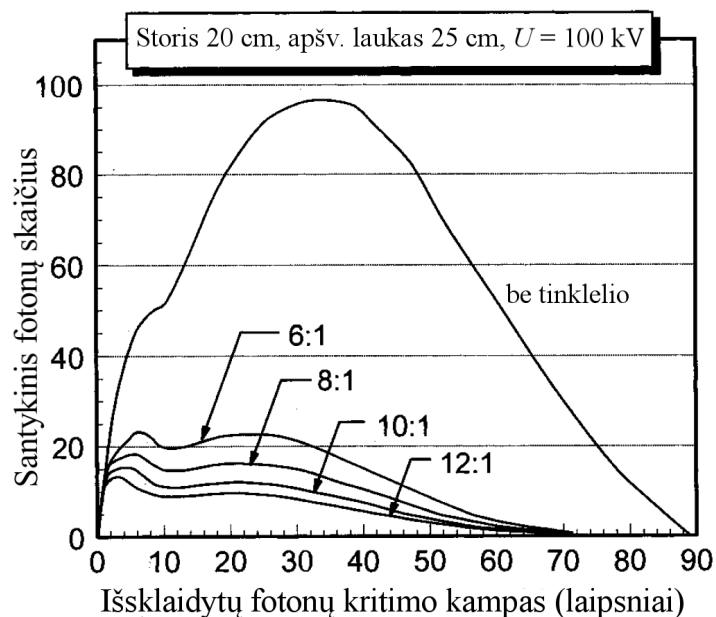
3.24 pav. Kolimacinio tinklelio geometrija

(žr. 3.24 pav.). Išsklaidytos spinduliuotės, kuri pasiekia detektorių (plėvelę), kiekis sumažinamas dėl specialios tinklelio geometrijos. Pirminės spinduliuotės, kuri pasiekia detektorių, šaltinis yra rentgeno vamzdžio anodo sritis, o išsklaidytoji spinduliuotė sklinda iš visų taškų, kurie yra tiriamojo objekto (paciento) viduje. Kolimacinį tinklelį sudaro daug mažų plyšių, kurių kryptis yra tokia, kad jie praleistų tik pirminę spinduliuotę. Plyšius skiria didelio sugerties koeficiento medžiagos (dažniausiai švino) tarpai. Plyšius gali užpildyti aliuminis, anglies pluoštas arba popierius. Tipiškas kolimacinio tinklelio storis yra maždaug 3 mm (įskaitant viršutinę ir apatinę dangas). Vidinė tinklelio sandara pavaizduota 3.25 pav. Svarbiausias kolimacinio tinklelio parametras yra **tinklelio santykis** (angl. *grid ratio*), t. y. tinklelio plyšio aukščio ir pločio santykis. Bendros paskirties radiografijoje dažniausiai naudojamos tinklelio santykio reikšmės yra 8:1, 10:1 ir 12:1, o mamografijoje dažniausiai naudojami tinkleliai, kurių santykio reikšmė yra 5:1. Tinklelio santykio vaidmuo pašalinant įvairiais kampais išsklaidytus fotonus iliustruojamas 3.26 pav. Matome, kad, kai nėra tinklelio, paciento kūne išsklaidytoji spinduliuotė krinta į detektorių įvairiais kampais ir daugiausia yra fotonų, kurie krinta vidutiniais kampais ($20^\circ - 50^\circ$). Taip pat matome, kad visi kolimaciniai tinkleliai efektyviai pašalina fotonus, kurie išsklaidyti didžiausiais kampais (didesniais negu 70°), o mažesniais kampais išsklaidytus fotonus geriau pašalina tinkleliai, kurių santykio reikšmė yra didesnė. Vadinasi, kuo didesnis tinklelio santykis, tuo geresnis kolimavimas. Tačiau, kad, naudojant kolimacinį tinklelį, gauti tą patį rentgenografinės plėvelės patamsėjimą kaip ir be tinklelio, reikalingas didesnis krintančiosios spinduliuotės intensyvumas (nes didelę dalį praėjusios pro pacientą spinduliuotės sugeria medžiaga, kuri užpildo tarpus tarp plyšių). Taigi, didėjant tinklelio santykiui, didėja

Tinklelio santykis = H / W



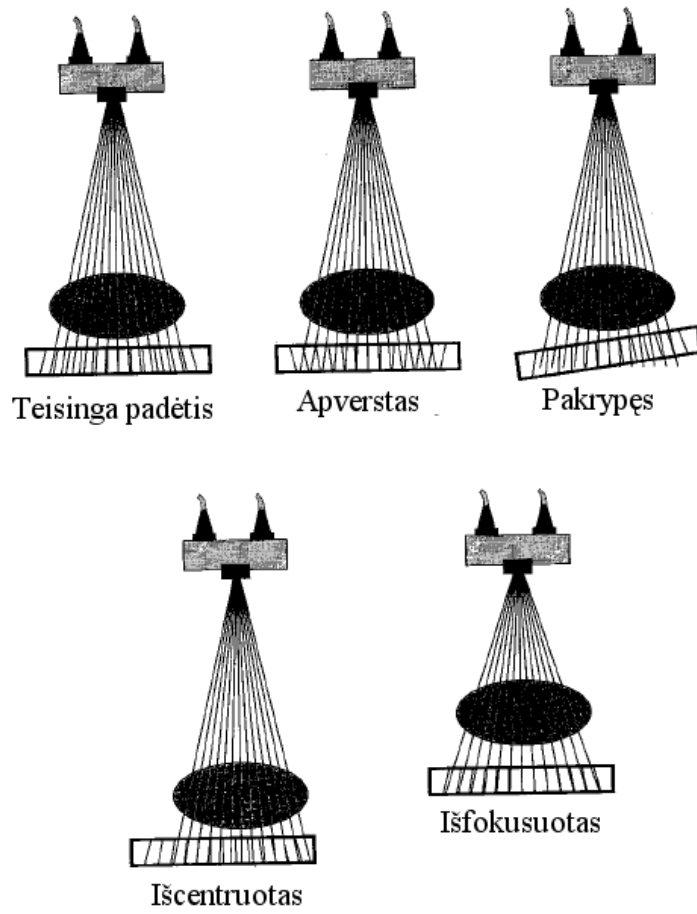
3.25 pav. Kolimacinio tinklelio sandara



3.26 pav. Paciento kūne išsklaidytų fotonų, kurie pasiekia detektorius, kampų pasiskirstymas, kai nėra kolimacinio tinklelio ir kai yra naudojami tinkleliai su įvairiomis tinklelio santykio reikšmėmis

paciento sugertoji dozė. Tinklelio *židinio nuotolis* priklauso nuo plyšių polinkio kampo, kuris priklauso nuo atstumo tarp plyšio ir tinklelio centro. Tinklelių, kurių židinio nuotolis yra begalinis, visi plyšiai yra lygiagretūs vienas kitam. Tipiškos tinklelio židinio nuotolio vertės yra 100 cm (bendros paskirties radiografija) ir 183 cm (krūtinės ląstos radiografijoje).

Kad gauti kokybišką atvaizdą naudojant kolimacinį tinklelį, yra svarbi tinklelio padėtis. Teisinga padėtis yra tokia, kai atstumas nuo kolimacinio tinklelio iki rentgeno vamzdžio anodo yra lygus to tinklelio židinio nuotoliui ir tinklelis yra centruotas, statmenas spinduliuotės pluošto centriniam spinduliui bei teisingai orientuotas (t. y. neapverstas). Priešingu atveju vaizde atsiranda įvairūs iškraipymai. Pvz., jeigu tinklelis yra apverstas, tada didžiausias rentgeno plėvelės patamsėjimas būna atvaizdo centre (nes centrinius spindulius apverstas tinklelis praleidžia), o link atvaizdo kraštų vaizdas tampa daug šviesesnis (nes kraštinius spindulius apverstas tinklelis sugeria). Galimos neteisingos kolimacinio tinklelio padėties parodytos 3.27 pav.



3.27 pav. Teisinga kolimacinio tinklelio padėtis ir keturios neteisingos padėtys

Literatūra

1. J. T. Bushberg, The Essential Physics of Medical Imaging. Second Editon, 2002. 934 p.
2. Poškus A. Atomo fizika ir branduolio fizikos eksperimentiniai metodai. Vadovėlis. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 2008. 544 p.