

Részecskék kölcsönhatása az anyaggal, részecske és magfizikai detektorok

Mag és részecskefizika

10. előadás

2019. április 30.

Kölcsönhatás az anyaggal

- **Töltött részecskék** (többszörös kcsh)
 - Ionizáció
 - Fékezési sugárzás
 - Cserenkov-sugárzás
 - Átmeneti sugárzás
- **Fotonok** (egyszeri kcsh)
 - Fotoelektromos hatás
 - Compton-szórás
 - e^+e^- párkeltés vagy "konverzió"
- **Hadronok** (többszörös kcsh)
 - Magreakciók
- **Neutrínók**
 - Gyenge kcsh

NEHÉZ TÖLTÖTT RÉSZECSKÉK IONIZÁCIÓS ENERGIALEADÁSA

□ Bethe-Bloch formula:

$$\bullet \quad \bar{G}_{st} = \frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi Z_r^2 (ke^2)^2 \cdot n_e}{m_e \cdot v_0^2} \left(\ln \frac{2m_e v_0^2}{I_{at1}} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right)$$

(1) Coulomb kcsk. homogén elektronokkal

(2) elektron tömegének relativisztikus növ.

(3) E.M. tér relativisztikus kezelese (Lorentz kontrakció)

(4) Polarizációs effektusok



• skála törvény

$$\bar{G}_{st} \sim (\dots) \frac{Z^2 A}{E} \cdot \ln(\dots)$$



adott közegben

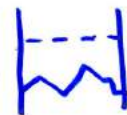
□ Hatótávolság

$$\bullet \quad R \sim \frac{1}{AZ^2} E^{1.73}$$



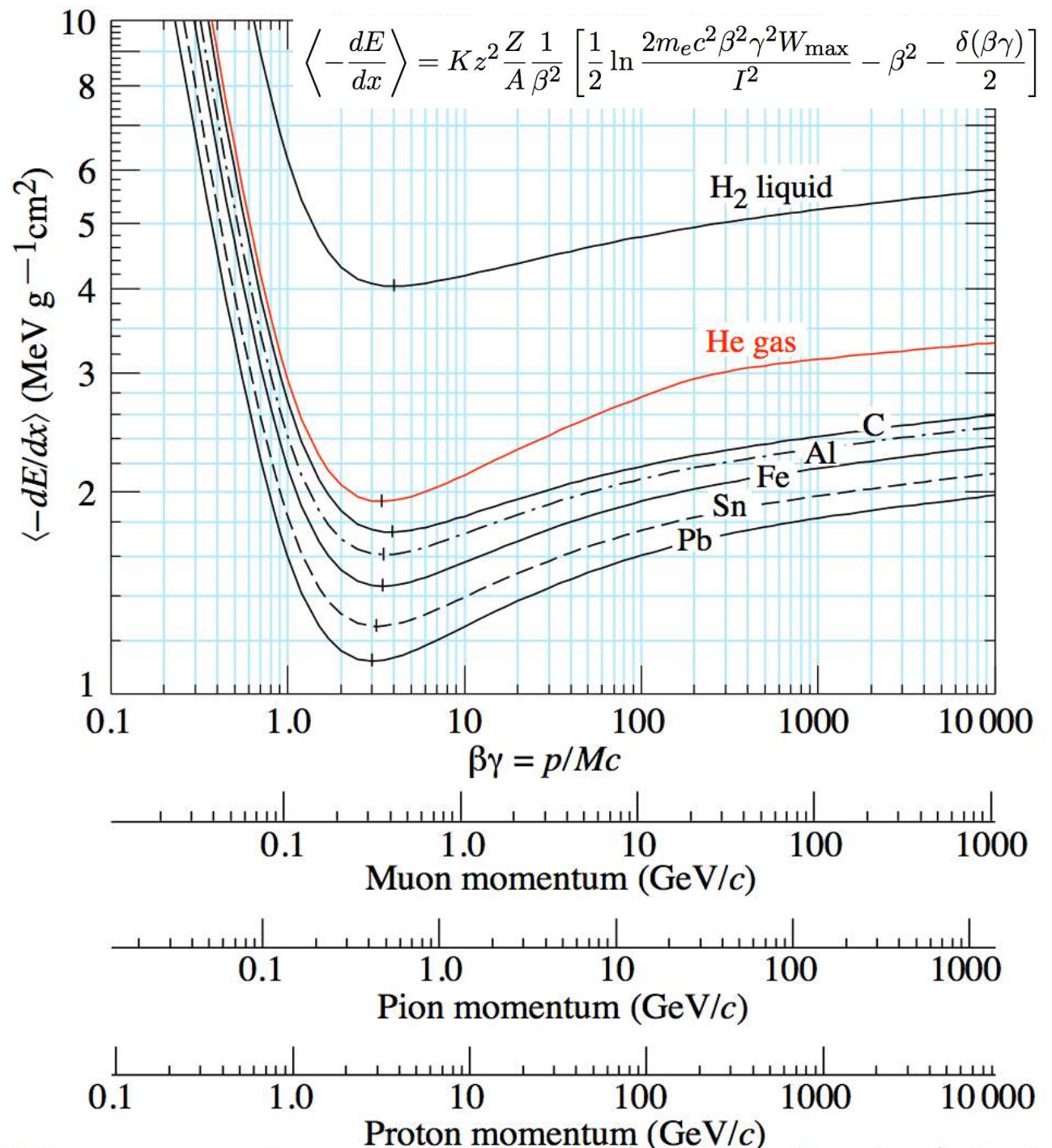
□ Energialeadás statisztikus jellege (straggling)

- inhomogén elektron-eloszlás
- többszörös mérés



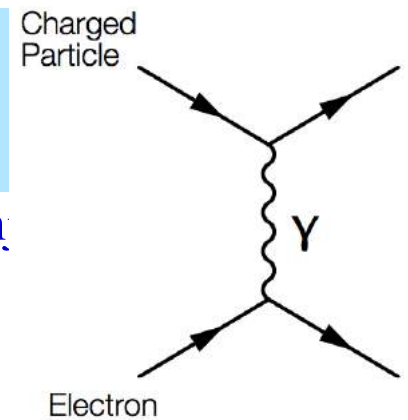
Ionizációs energiaveszteség

- Az energia veszteség nem nagyon függ az anyag fajtájától $\langle dE/dx \rangle \sim Z_{\text{közeg}}/A_{\text{közeg}} \sim 1/2$, kivéve a sűrűségeen keresztüli függést ($\langle dE/dx \rangle \sim \rho_{\text{közeg}}$)
- Minimális fajlagos ionizációs energiaveszteség $\beta\gamma \approx 3-4$ körül kb. $1-2 \text{ MeV}/(\text{g cm}^{-2})$ “minimum ionizáló” részecskék
- Kis sebességeknél $\langle dE/dx \rangle \sim 1/\beta^2$: lassabb részecske tovább érzi az atomi elektronok elektromos terét
- Nagy $\beta\gamma$ -nál $\langle dE/dx \rangle \sim \ln(\beta\gamma)^2$



Töltött részecskék kölcsönhatásai: ionizáció

- Relativisztikus részecskék elektromágnesesen kölcsönhatnak a közeg atom elektronjaival és az atomok ionizálásával energiát vesztenek el
- A kölcsönhatást az elektronokkal való rugalmas ütközés dominálja
- Ionizációs energiaveszteség egységnyi úthosszon **egységnyi sűrűségre**:
Bethe-Bloch formula (nehéz részecskékre $M \gg m_e$)



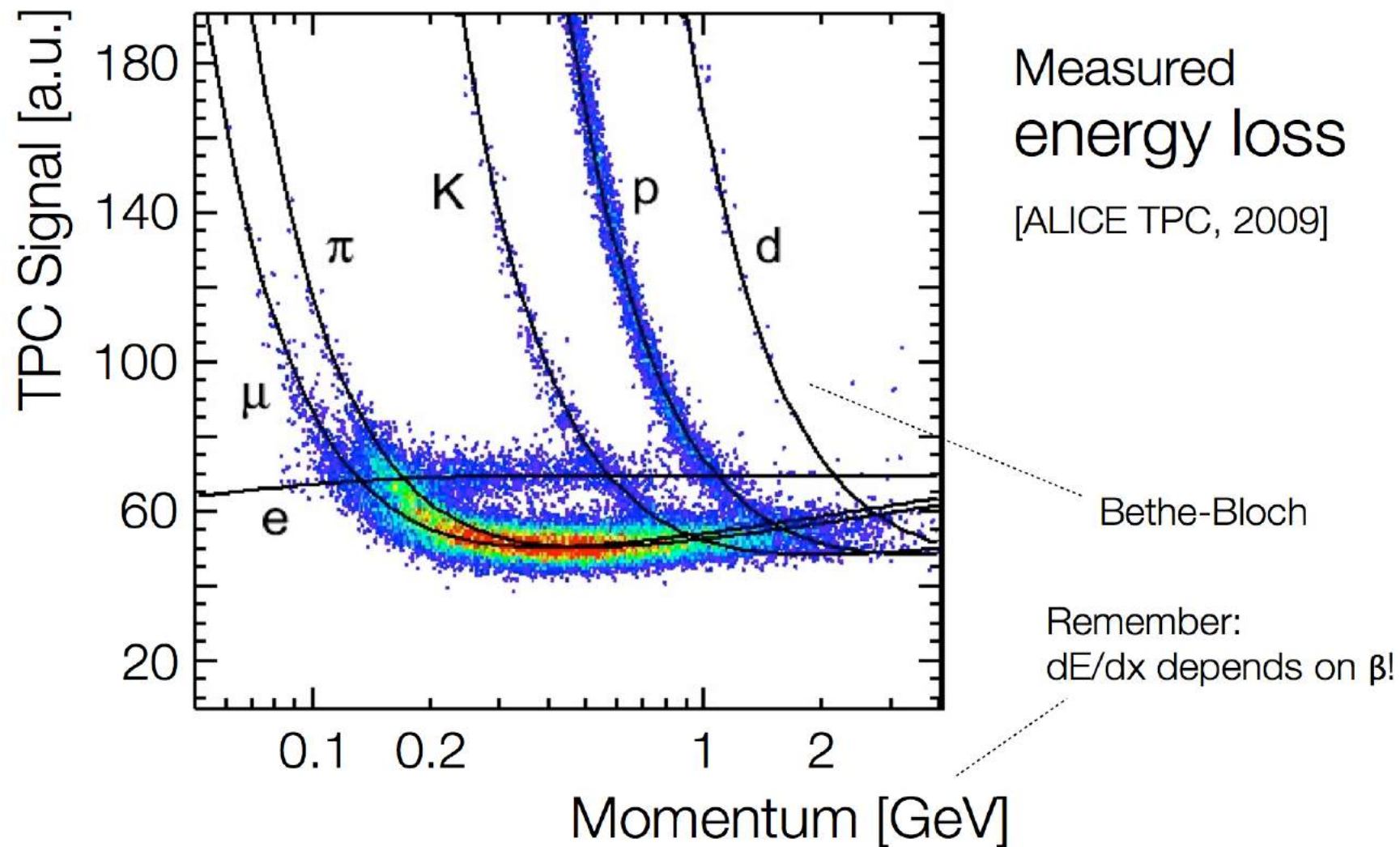
$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad [\cdot e]$$

- Részecske töltése: z
- ... sebessége: $\beta = v / c$
- ... Lorentz-tényezője: $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$
- $\beta\gamma = p / (m \cdot c)$
- Az anyag rendszáma: Z
- ... tömegszáma: A
- Átlagos gerjesztési energia az anyagban: $I \sim 10 \cdot Z \text{ eV}$
- Maximum energia átadás egy ütközésben: W_{\max} [MeV]
a részecske tömegétől és sebességétől függ

$m_e c^2$	electron mass $\times c^2$	0.510 998 928(11) MeV
r_e	classical electron radius $e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2$	2.817 940 3267(27) fm
N_A	Avogadro's number	$6.022 141 29(27) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
z	charge number of incident particle	
Z	atomic number of absorber	
A	atomic mass of absorber	g mol^{-1}
K	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	$0.307 075 \text{ MeV mol}^{-1} \text{ cm}^2$
I	mean excitation energy	eV (<i>Nota bene!</i>)
$\delta(\beta\gamma)$	density effect correction to ionization energy loss	

A fenti formula $0.1 < \beta\gamma < 1000$ esetén, közepes rendszámú anyagokra pár %-os pontossággal jó

Részecskefelismerés dE/dx méréssel



Elektron energiavesztesége

Nehéz töltött részecske:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi k^2 e^4 n z^2}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - p \right]$$

Ionizáció:

Itt a nehéz részecske-közelítés már nem pontos a Bethe-Bloch formulánál.

Komplikáltabb számolás. Az **elektron tipikusan relativisztikus**, és azonos (= nem megkülönböztethető) részecske a közegbeli elektronokkal...

$$\rightarrow \frac{1}{m_e v^2} \ln \left(\frac{m_e v^2 E}{I^2} \right) \quad E: \text{kinetikus energia}$$

Fékezési sugárzás: gyorsuló töltés sugárzása. Elektronok esetén a kis tömeg miatt jelentős

Kritikus energia: ahol az adott közegben a fékezési sugárzás kezd dominálni az ionizálással szemben. Nagy energián mindenképp a fékezési sugárzás dominál.

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{ion} = (\dots) n_a Z_{közeg}$$

$$\frac{(dE/dx)_{sug}}{(dE/dx)_{ion}} \sim EZ_{közeg}$$

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{sug} = (\dots) n_a EZ_{közeg}^2$$

Elektronok ionizációs energiavesztesége

Emlékeztető nehéz töltött részecskékre:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] [\text{e}]$$

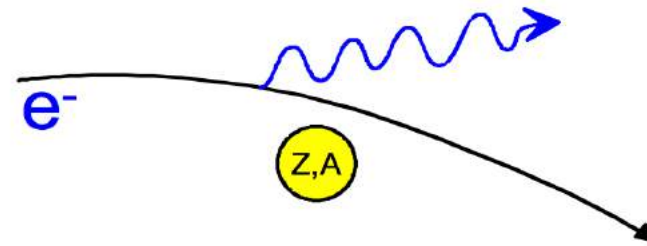
- A Bethe-Bloch formula módosításra szorul, mert a beeső részecske tömege megegyezik az atomi elektronok tömegével
- Azonos, megkülönböztethetetlen részecskék szórása (e^-e^- Moller-szórás):

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{1}{2} K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \{m_e c^2 (\gamma - 1)/2\}}{I^2} + F(\gamma) - \delta \right] [\text{e}]$$

- Maximális energiaveszteség az ütközésben (teljes kinetikus energia):
 $W_{\max} = m_e c^2 (\gamma - 1)$.
- Nem megkülönböztethető részecskékre: $W_{\max}/2$.
- Alacsony energiás pozitronok más bánásmódot igényelnek a számolásban, mivel nem azonosak az elektronokkal, azaz megkülönböztethetők (e^-e^+ Bhabha-szórás)

Fékezési sugárzás (bremsstrahlung)

Fékezési sugárzás lép fel, amikor töltött részecskék a mag Coulomb-terében gyorsulnak



$$\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{z^2 Z^2}{A} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 E \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \propto \frac{E}{m^2}$$

Energia veszteség arányos az energiával, és fordítottan arányos a tömeg négyzetével
→ főként elektronok esetén jelentős, illetve ultrarelativistikus müonoknál

Elektronok esetén:

$$\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 \cdot E \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}, \text{ ahol } X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}}$$

[Sugárzási hossz g/cm² egységekben]

$$\Rightarrow E = E_0 e^{-x/X_0}$$

X₀ vastagságú anyagon áthaladva az elektron energiája az eredeti 1/e-ed részére (37%-ára) esik

X₀: sugárzási hossz

→ fontos paraméter detektorok (különösen elektromágneses kaloriméterek) tervezésénél

Fékezési sugárzás: $dE/dx \sim -E$

A ν frekvenciájú fotonok kisugárzásának valószínűsége:

$$N(\nu) \sim \frac{1}{\nu}$$

$$\frac{dE}{dx} = (\dots) \int N(\nu) h \nu \cdot d\nu = (\dots) \int_0^{\nu_{\max}} d\nu = (\dots) h \nu_{\max} = -\alpha E$$

$$\frac{dE}{dx} = -\alpha E$$

$$E(x) = E_0 e^{-x/X_0} \quad X_0: \text{sugárzási hossz}$$

Kritikus energia

Ahol az ionizációs energiaveszteség megegyezik a sugárzási energiaveszteséggel

Kritikus energia

$$\left. \frac{dE}{dx}(E_c) \right|_{\text{Brems}} = \left. \frac{dE}{dx}(E_c) \right|_{\text{Ion}}$$

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Tot}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Ion}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Brems}}$$

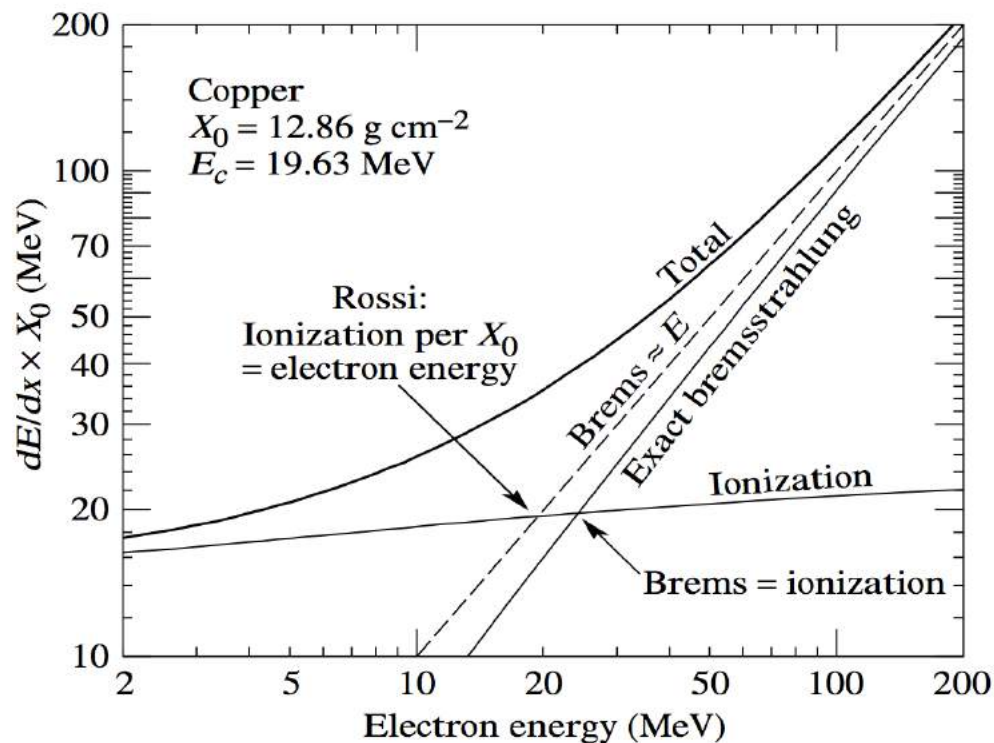
Közelítés: $E_c \sim 1/Z_{\text{közeg}}$

$$E_c^{\text{Gas}} = \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0.92}$$

$$E_c^{\text{Sol/Liq}} = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24}$$

Példa réz (Cu, Z=29):

$$E_c \approx 610/30 \text{ MeV} \approx 20 \text{ MeV}$$



Cserenkov-sugárzás

A közegben a fénysebességnél gyorsabban mozgó töltött részecskék esetén

A közeg törésmutatója: $n > 1$

A sugárzást a közeg bocsátja ki, koherens dipólsugárzás

A közegbeli fénysebesség: $c = c_0/n$

Tehát a részecske $v > c_0/n$ sebességgel haladva kelti a Cserenkov-sugárzást

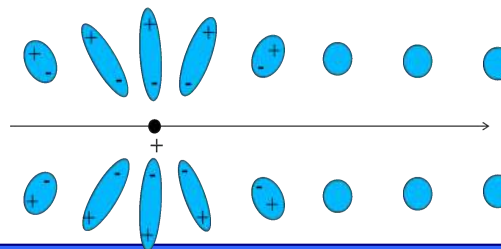
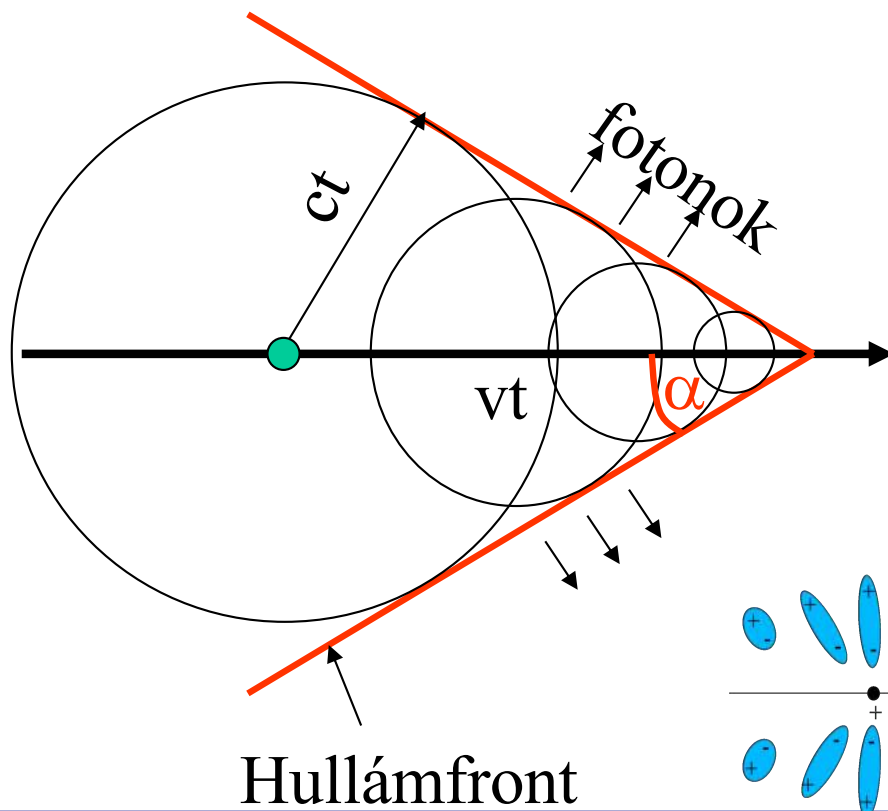
$$\sin \alpha = \frac{ct}{vt} = \frac{c}{v} = \frac{c_0}{nv} = \frac{1}{n\beta}$$

Ha $v \approx c_0$ (ultrarelativisztikus eset):

$$\sin \alpha \approx \frac{1}{n}$$

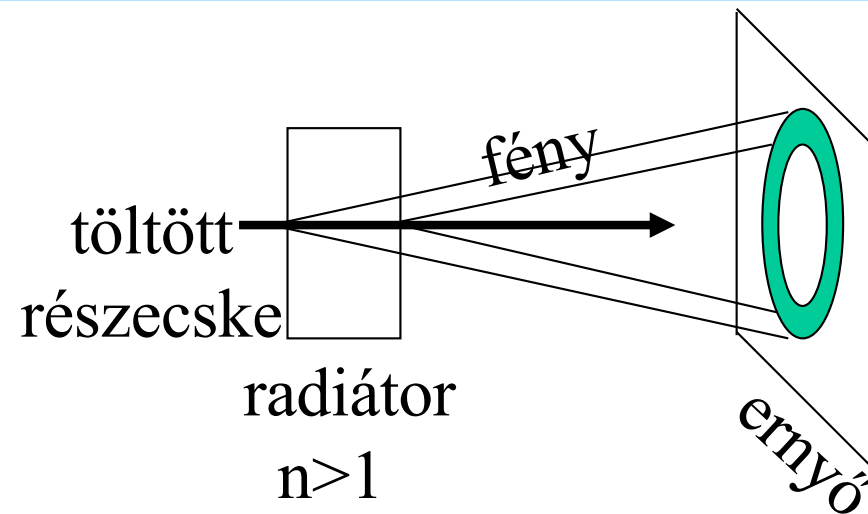
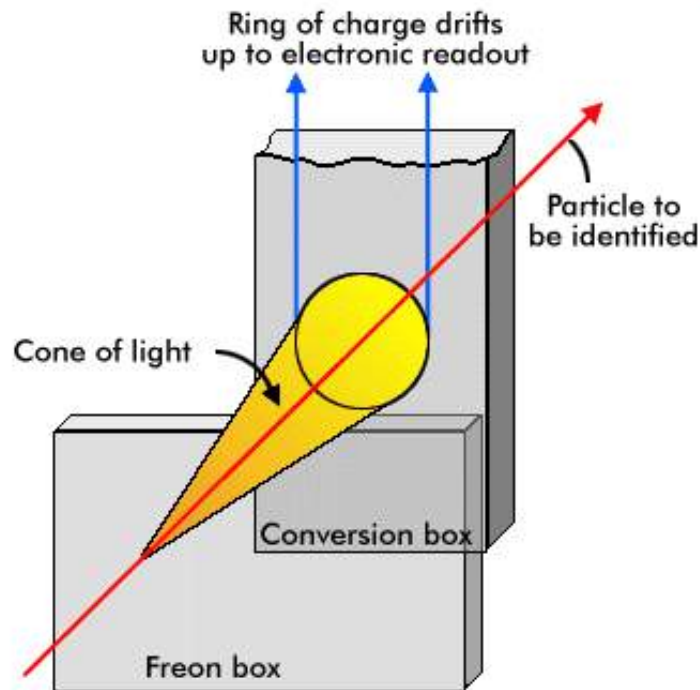
Ha $v \approx c_0/n$ (korlát közelében):

$$\sin \alpha \approx 1 \quad (\alpha \lesssim 90^\circ)$$



Dielektrikumban a mozgó töltés polarizálja az elektronokat
Legerjesztődéskor koherens sugárzás keletkezik

Cserenkov-detektor



A fotonokat detektáljuk (pl. PMT, fotodióda)
Körlap vagy körgyűrű vagy körvonal alakú
mintázatokot keresünk (ellipszis is lehet)

Differenciális detektor: adott kis sebességintervallumra érzékeny

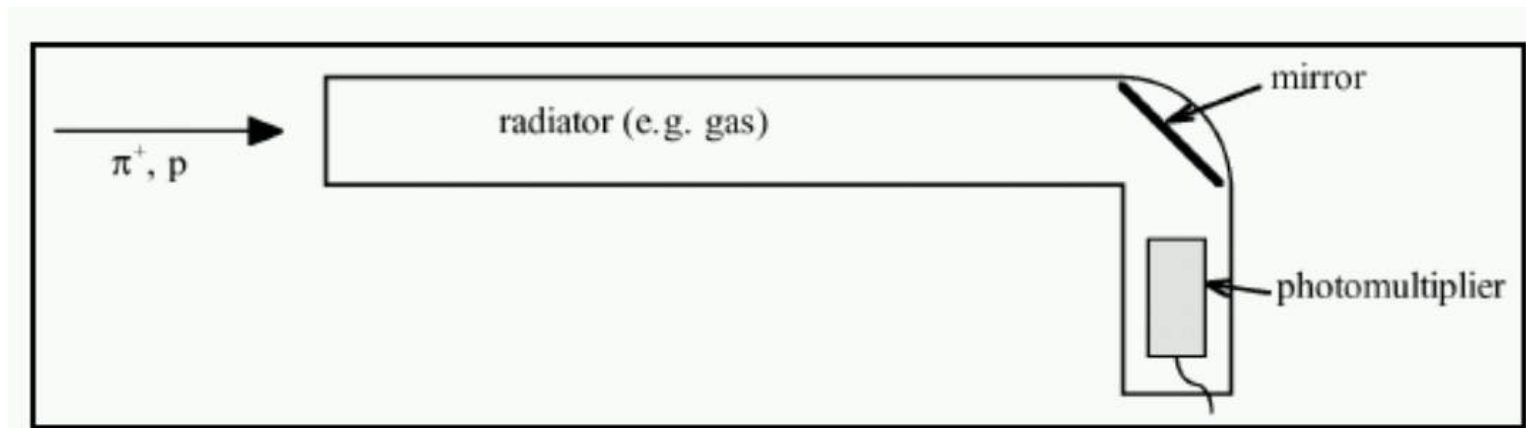
Threshold (küszöb) detektor: adott n -nél és impulzusnál csak bizonyos részecsketömeg alatt szólal meg, pl. elektronra igen, pionra nem, stb.

(pl. keverék nyalábok részecskéinek megjelölése részecsketípus szerint)

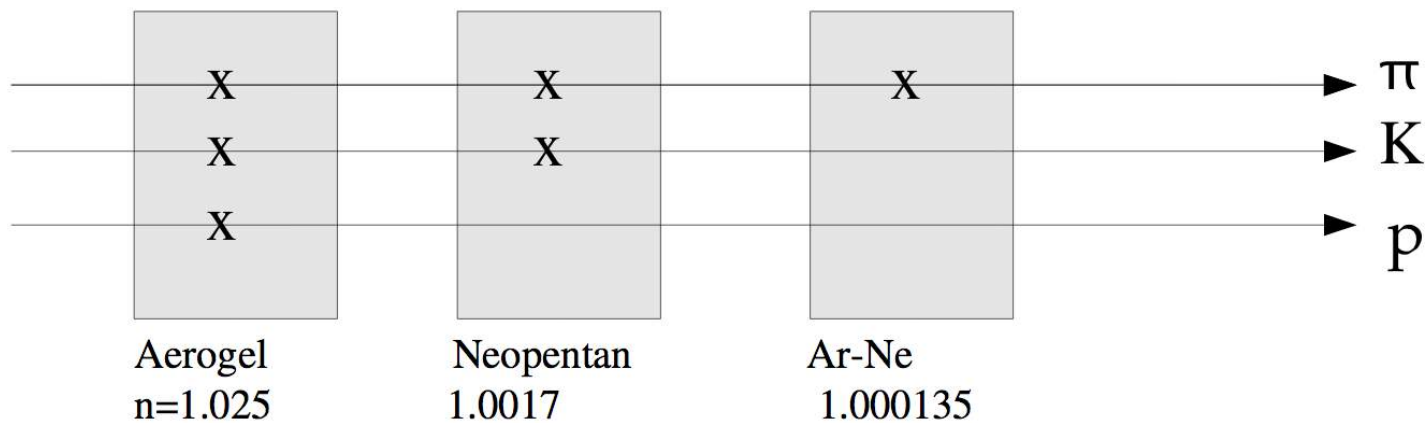
Cserenkov-sugárzó anyagokat **kaloriméterek aktív anyagaként** is használhatunk

Radiátorok: víz, aerogél, gázok (sűrűséggel n változtatható)

Cserenkov küszöb-detektorok

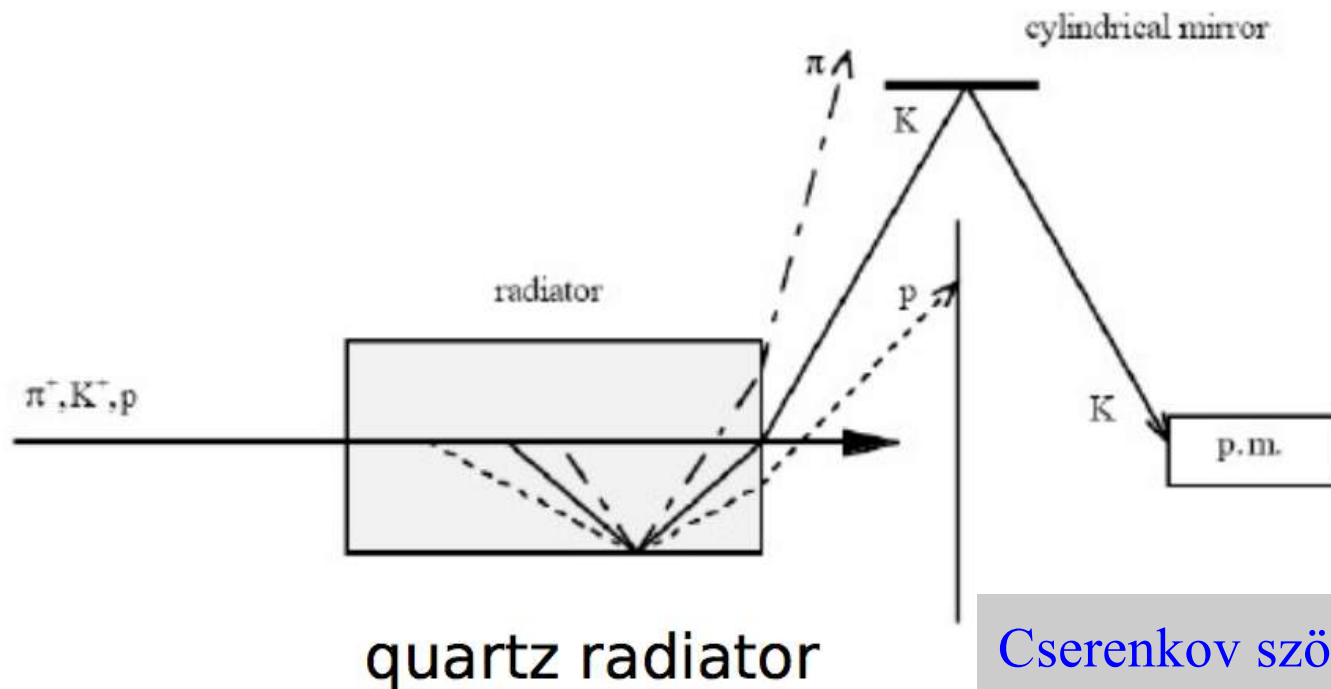


Ha $p_1=p_2$ és $m_1<m_2$, a törésmutató megválasztása:
 $\beta_1>1/n$ és $\beta_2<1/n$ legyen, hogy a nehezebb részecske ne sugározzon



π -K-p szétválasztás kb. 100 GeV-ig

Cserenkov differenciális detektorok



Minimum: Cherenkov requirement

$$\beta_{min} = \frac{1}{n}$$

Maximum: total refraction

$$\sin \theta = \frac{1}{n}, \quad \cos \theta = \frac{1}{n \beta} \rightarrow \beta_{max} = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

Example: diamond $n=2.42$ $\beta_{min} = 0.413$ $\beta_{max} = 0.454$

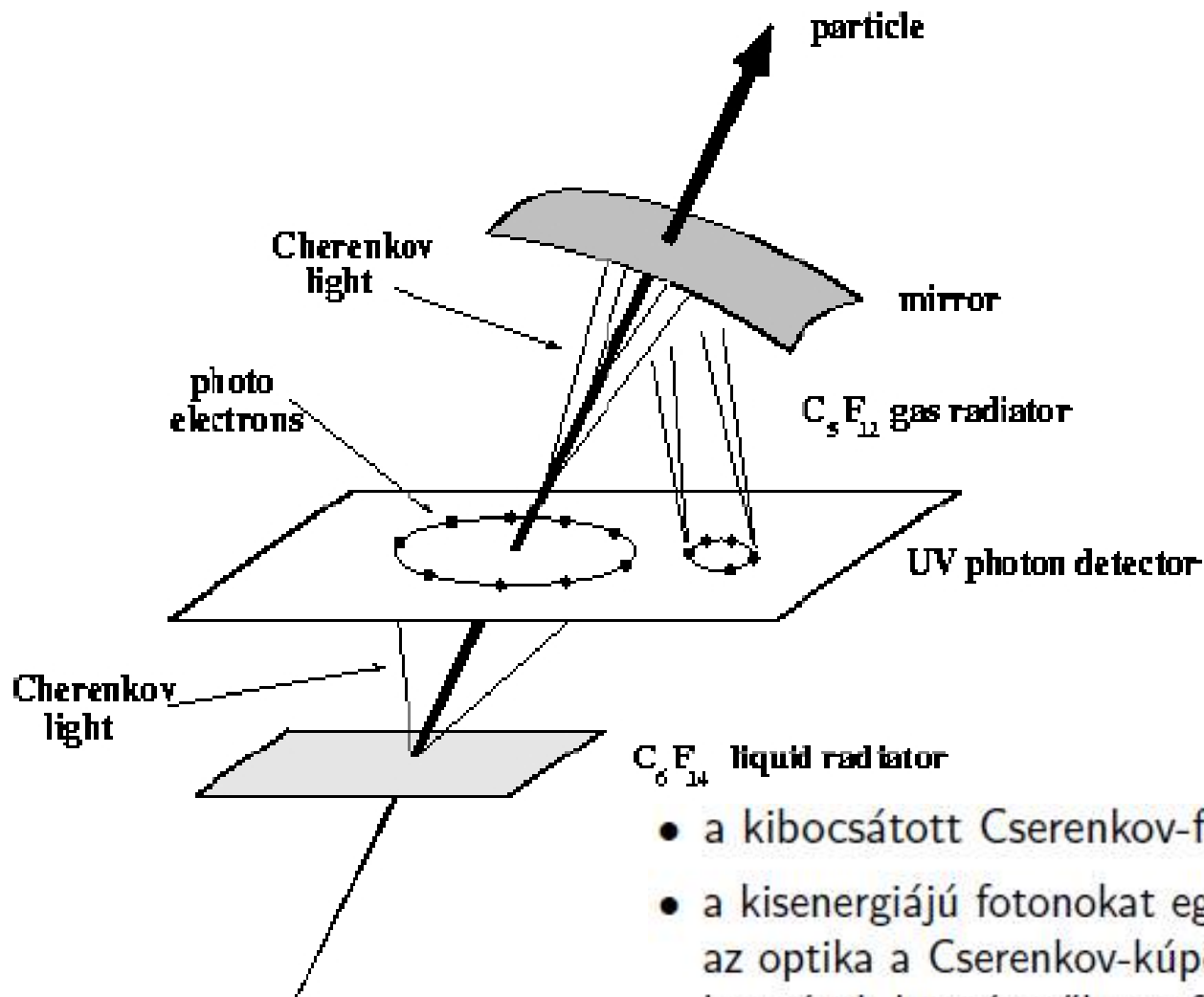
Cserenkov szög mérése →

Sebesség (béta) mérése →

Egy adott sebesség tartományba eső
részecskék kiválogatása →

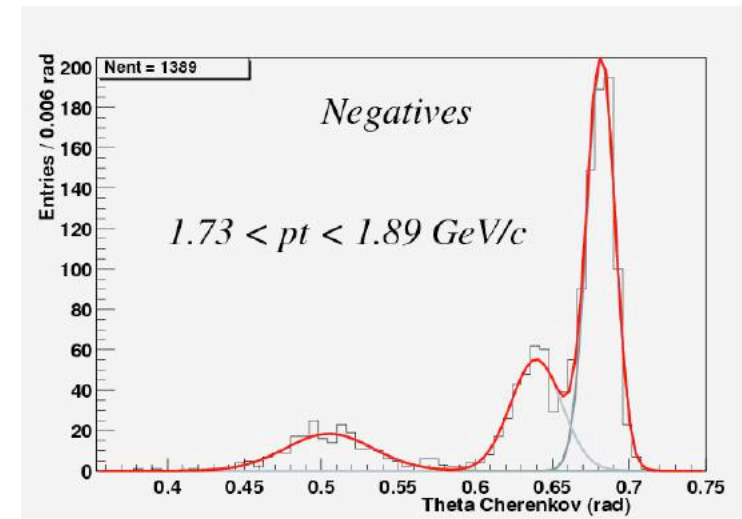
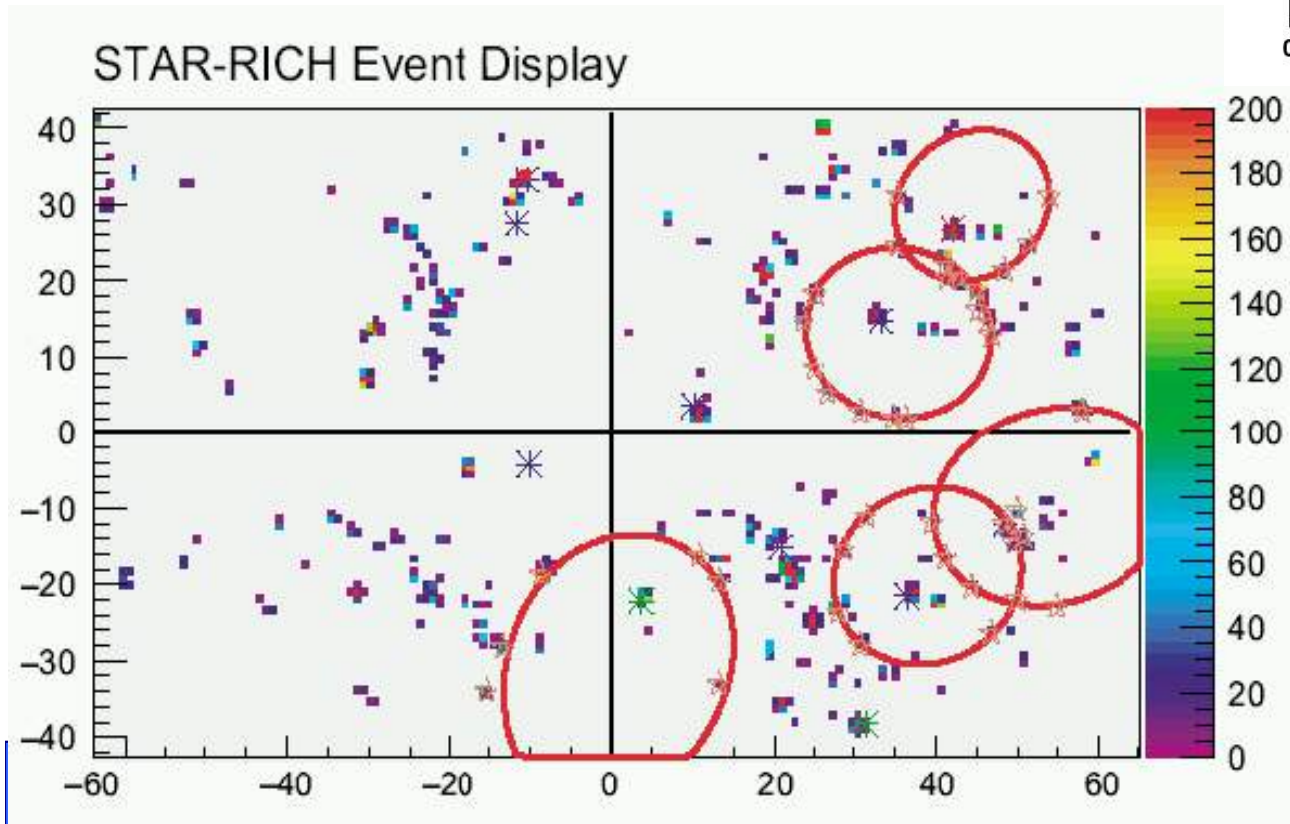
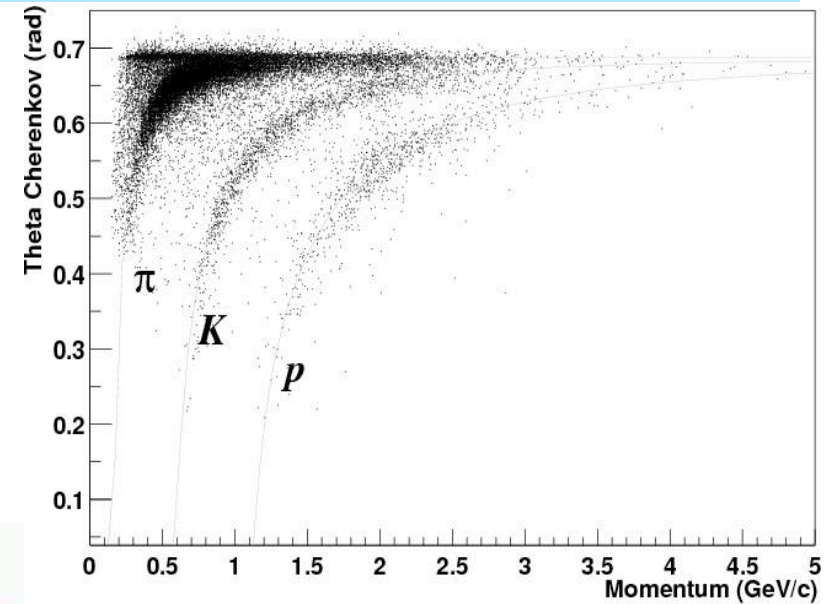
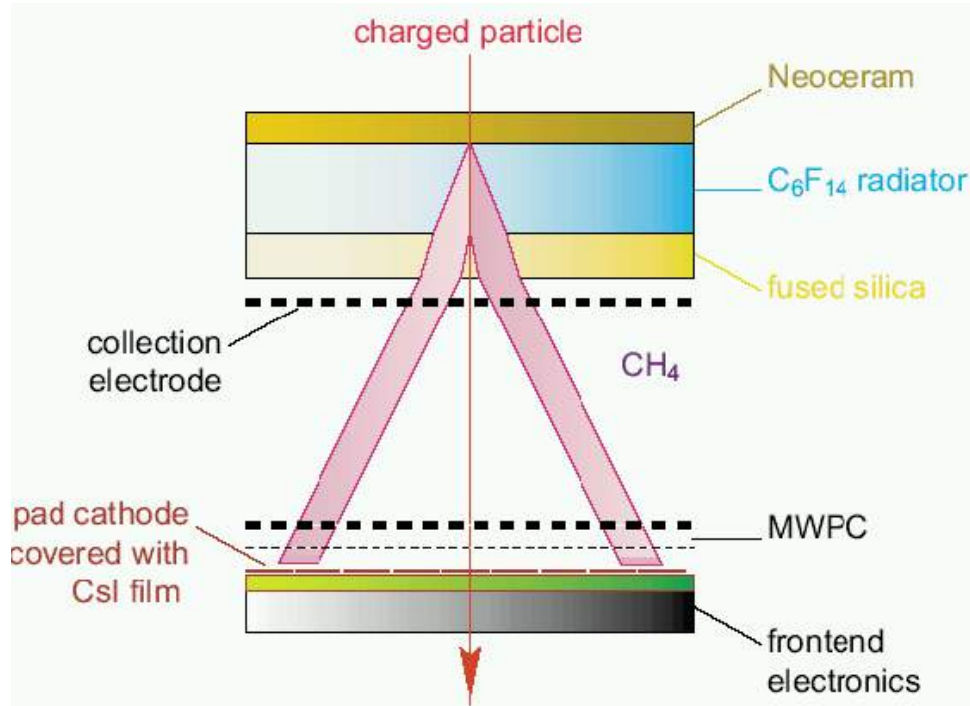
Ha ismert az impulzus,
egy adott tömegű részecske kiválogatása

Cserenkov képképző detektorok



- a kibocsátott Cserenkov-fotonok gyűrűket alkotnak
- a kisenergiájú fotonokat egy detektorra "képezik le" az optika a Cserenkov-kúpot körre vetíti lencsével; hozzávetőleges fókusztávolság; apró lyukon keresztül
- teljes eseményrekonstrukció is lehetséges: nagy víztartályok az egyes fotonok hely- és időmérése felhasználásával

RICH – „Ring Imaging” Cserenkov detektorok

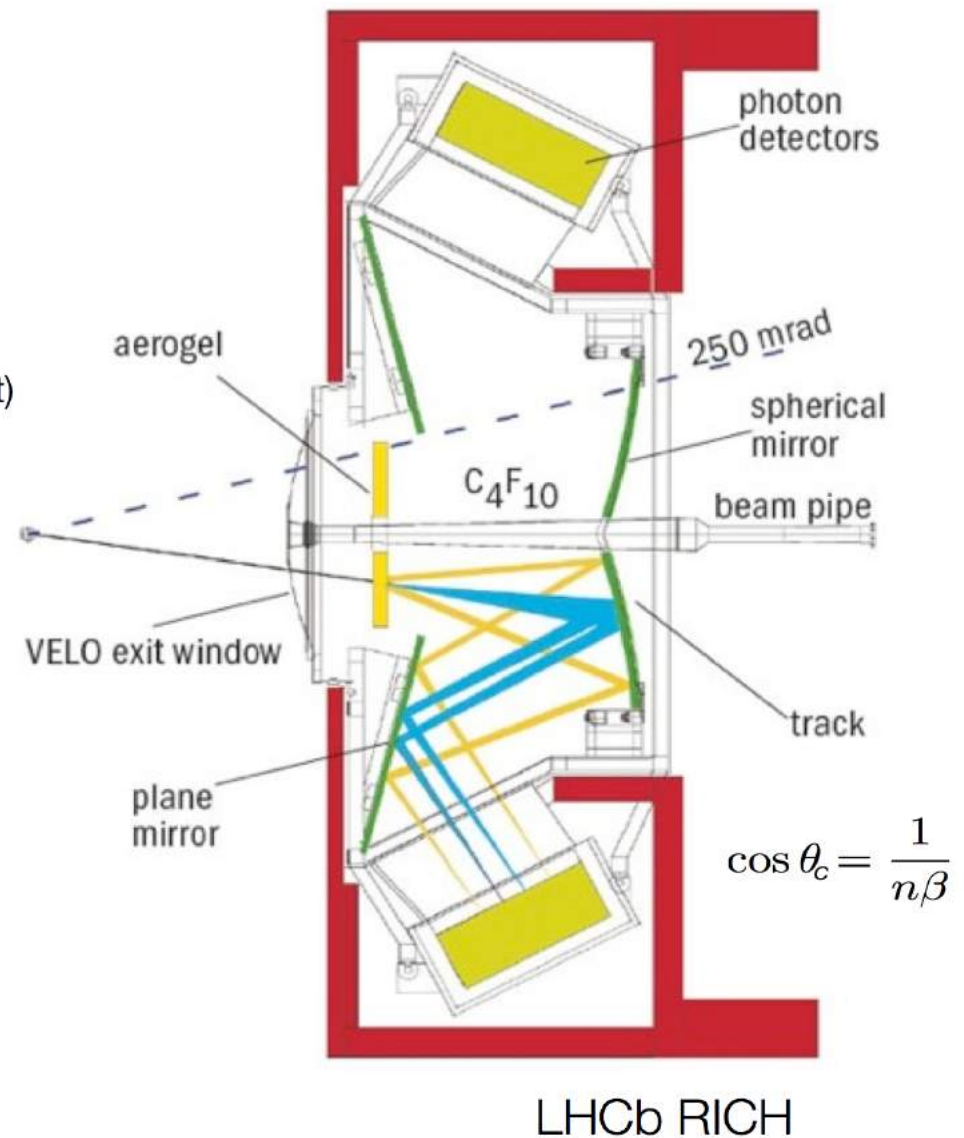
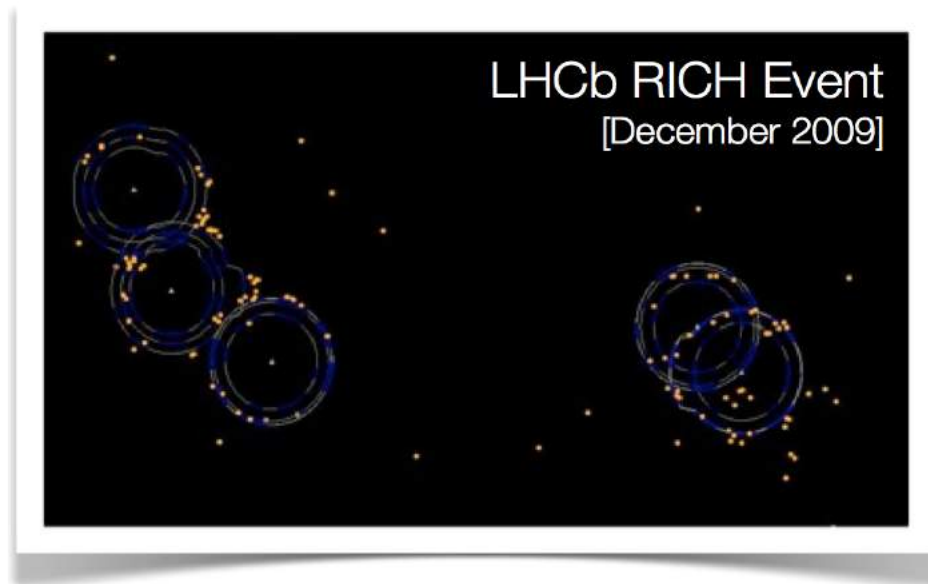


Ring-imaging Cserenkov detektorok

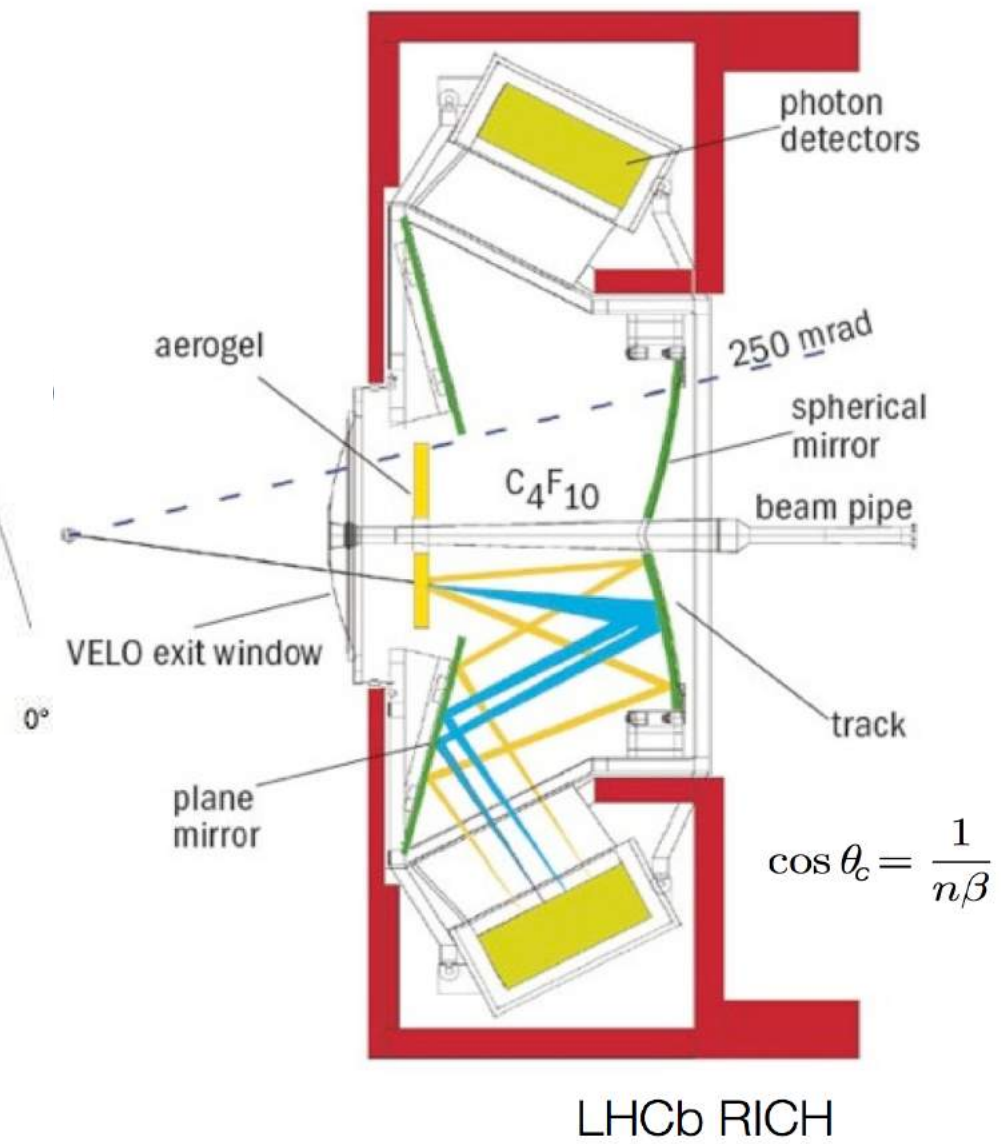
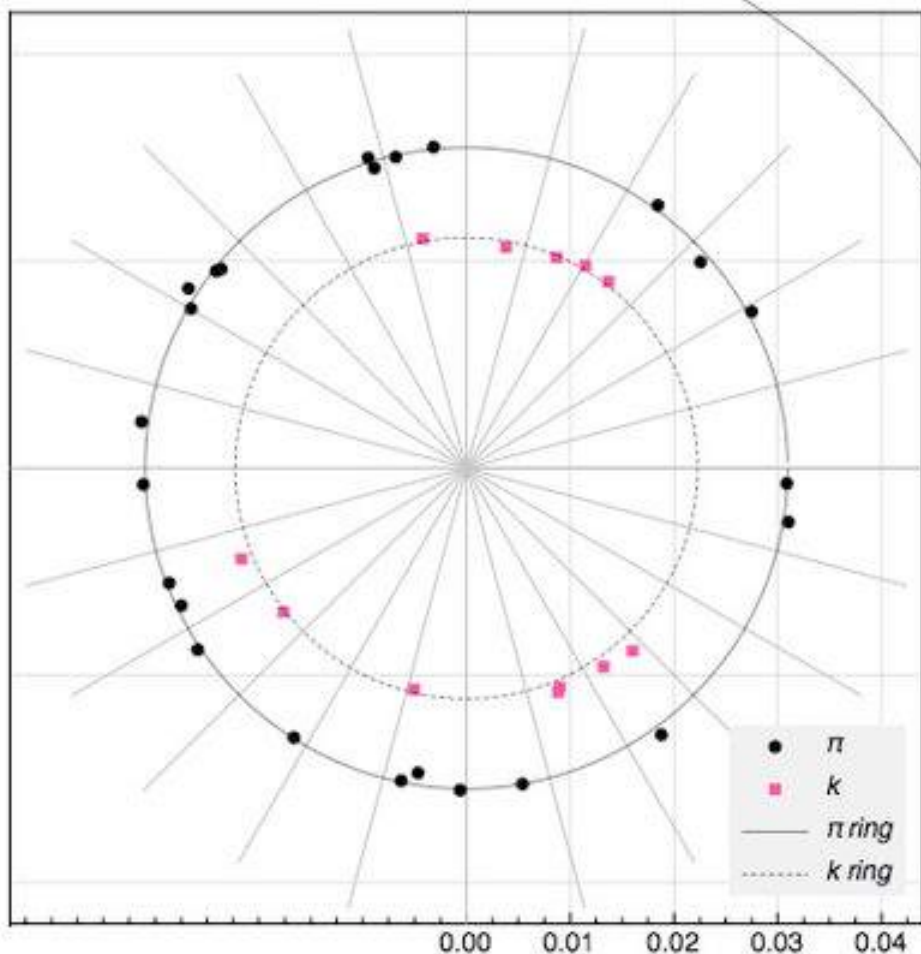
RICH (Ring Imaging Cherenkov Counter)

DIRC (Detection of Internally Reflected Cherenkov Light)

DISC (special DIRC; e.g. Panda)

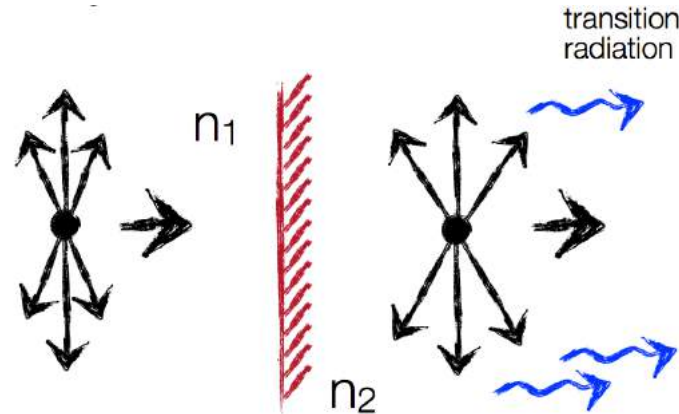


Ring-imaging Cserenkov detektorok

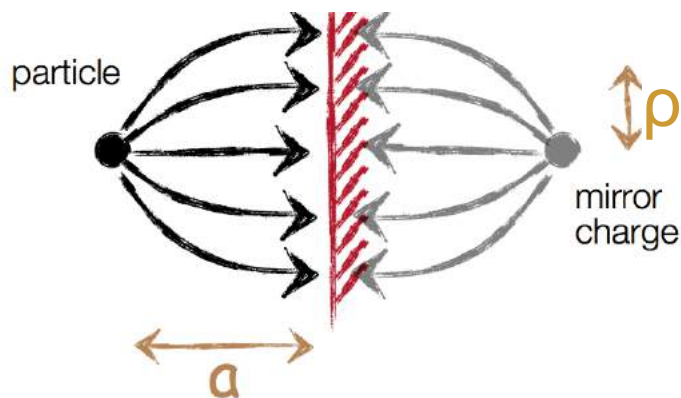


Átmeneti sugárzás

- Átmeneti sugárzást bocsájt ki egy részecske, amikor átmegy különböző dielektromos tulajdonságú anyagok határán, pl. vákumból egy dielektrikumba



- A határ felé mozgó töltött részecske a tükörtöltésével együtt egy elektromos dipólnak tekinthető, melynek térerőssége változik az időben
- Ez a változó dipóltér okozza az EM sugárzást



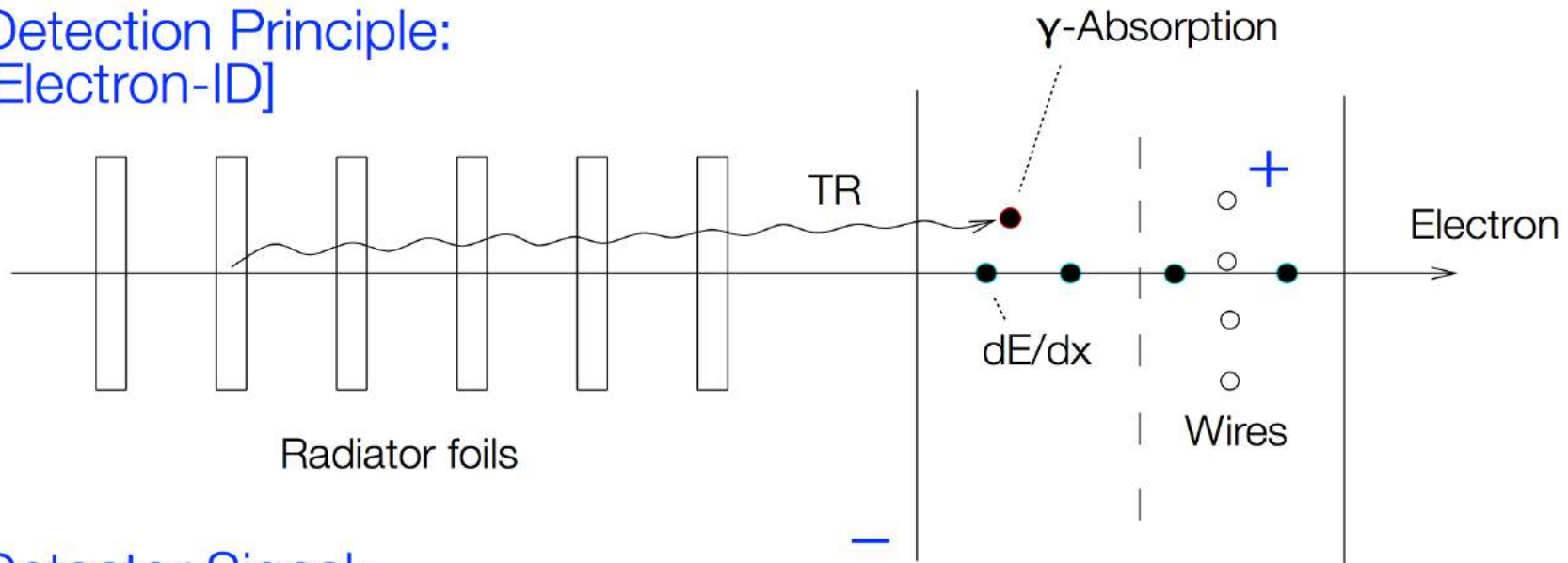
Dipólmomentum:

$$\vec{p} = 2e\vec{a}$$

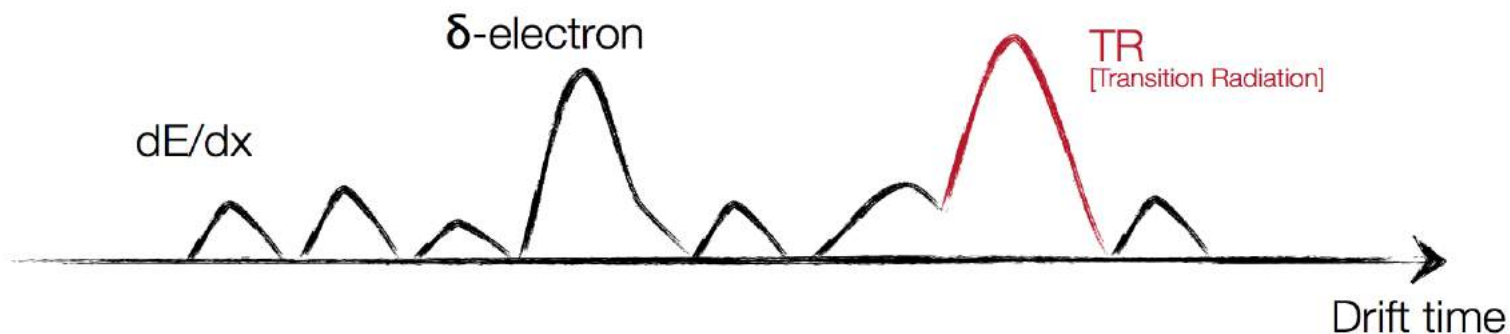
$$\left[\text{Elektromos tér a felületen:} \right. \\ \left. \left| \vec{E}_n \right| \propto \frac{p}{(a^2 + \rho^2)^{\frac{3}{2}}} \right]$$

Átmeneti sugárzás detektálása

Detection Principle:
[Electron-ID]



Detector Signal:



Átmeneti sugárzás jelenlétében nagyobb energialeadás történik,
Nagyobb amplitúdójú elektromos jelet mutat a detector (példa később: ATLAS TRT)

Átmeneti sugárzás

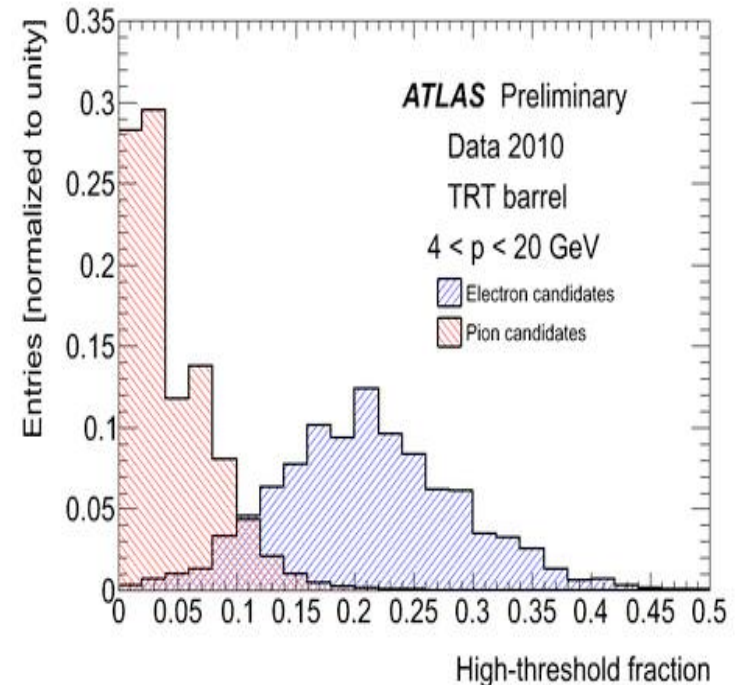
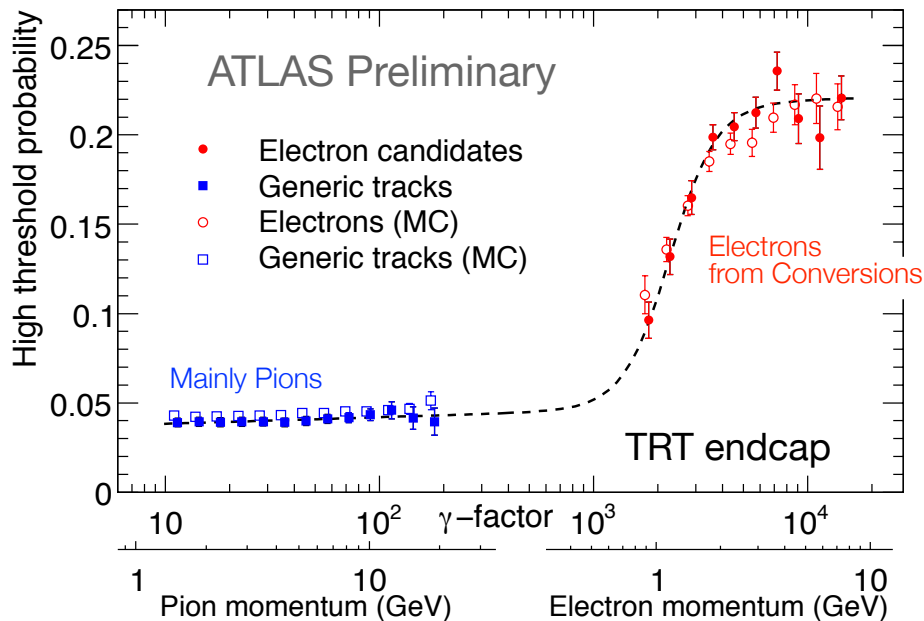
- Korlát jelenség: $\gamma_{\text{particle}} > 1000$ felett ($\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$ Lorentz faktor)
- Leadott energia $\sim \alpha_{\text{em}}$, sok határfelületen keresztül kell menjen:

$$S = \frac{1}{3} \alpha z^2 \hbar \omega_p \gamma$$

$\propto N_{\text{foton}}$: kisugárzott fotonok száma, $\alpha=1/137$

E_{max} : max. foton energia ($\hbar \omega_p \approx 20 \text{ eV}$ tipikusan)

- Nagyon hasznos magas energiákon: a többi azonosítási módszer általában a részecske sebességére érzékeny, így relativisztikus részecskékre nem működik
- Tipikusan elektron / hadron szétválasztás



Kölcsönhatások az anyaggal

- **Töltött részecskék:** ionizáció, fékezési sugárzás, Cserenkov sugárzás, átmeneti sugárzás...
(többszörös kcsh.)
- **Fotonok:** fotoelektromos hatás, Compton-szórás, e^+e^- párkeltés (egyszeri kcsh.)
 - Elektromágneses zápor
- **Hadronok:** Magreakciók (többszörös kcsh.)
 - Hadronikus zápor
 - Neutron detektálás [lásd következő órán]
- **Neutrínók:** Gyenge kcsh. [lásd félév utolsó óráján]

Semleges részecskék és anyag kölcsönhatása

Neutron, kaon, lambda, stb.: erős kölcsönhatás, hadronikus folyamatok

Neutrínó: gyenge kölcsönhatás, nagyon kis hatáskeresztmetszet

Foton: elektromágneses kölcsönhatás

Gamma-sugárzás az anyagban: az elektronokkal hatnak kölcsön (főleg).

Pl. egy radioaktivitásnál tipikus, 2 MeV-es foton hullámhossza az atom méretének töredéke:

$$\lambda_\gamma = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{h\nu} = \frac{hc}{E} \approx \frac{200\text{MeVfm}}{2\text{MeV}} = 100\text{ fm} = 0,1\text{ pm}$$

H-atom mérete kb 120 pm.

Csak **háromféle** módon hathat kölcsön a foton az anyagban:

- 1) fotoeffektus (atomi elektronon)**
- 2) Compton-effektus**
- 3) párkeltés (csak külső EM térben, pl. atommag közelében)**

Anyagon áthaladva a foton nem veszít energiát, a sugárzás intenzitása (fluxus) csökken

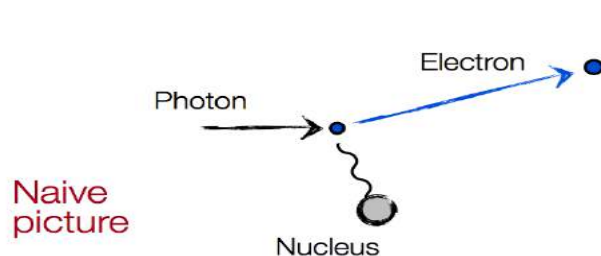
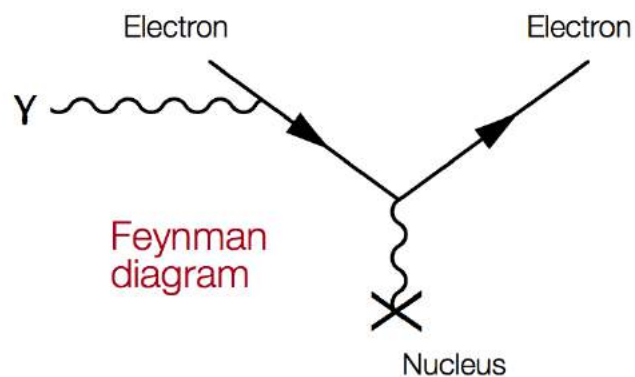
A foton kölcsönhatásai

Rayleigh Scattering ($\gamma A \rightarrow \gamma A$; A = atom; coherent)
Thomson Scattering ($\gamma e \rightarrow \gamma e$; elastic scattering)
Photo Nuclear Absorption ($\gamma K \rightarrow pK/nK$)
Nuclear Resonance Scattering ($\gamma K \rightarrow K^* \rightarrow \gamma K$)
Delbruck Scattering ($\gamma K \rightarrow \gamma K$)
Hadron Pair production ($\gamma K \rightarrow h^+h^- K$)

- Egyetlen végtelen hatótávolságú közvetítő részecske
- Alacsony energián: foto-effektus (fotoelektromos hatás), Compton-szórás
- Nagy energián: párkeltés
- Emlékeztető: foton keletkezik részecskék bomlásakor (pl. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) és ionizációs kölcsönhatásban is (látható vagy UV fény)

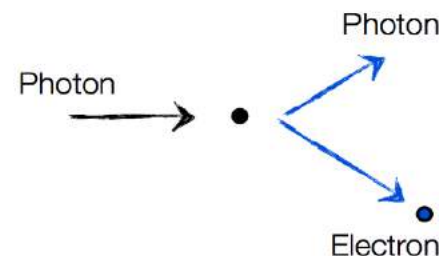
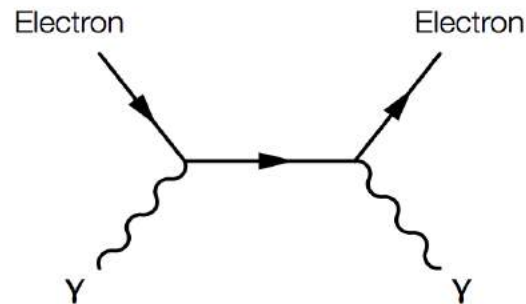
Foto-effektus

$$\gamma + \text{atom} \rightarrow e^- + \text{atom}^+$$



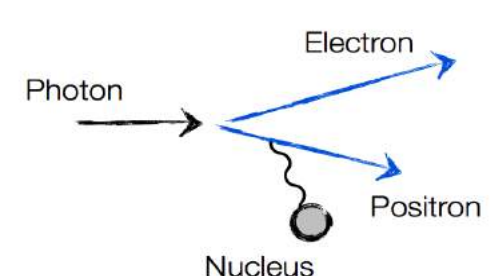
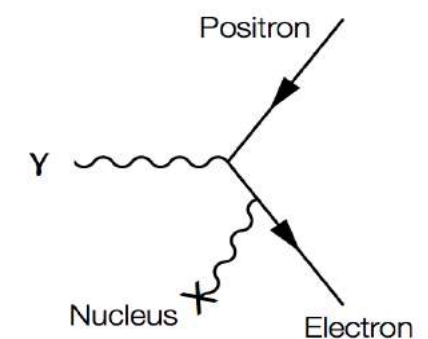
Compton-szórás

$$\gamma + \text{atomi } e^- \rightarrow \gamma + e^-$$

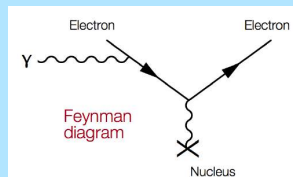


Párkeltés

$$\gamma \rightarrow e^+e^-$$



Fotoeffektus



A foton a teljes energiáját átadja egy atomi elektronnak, leszámítva az elektron kötési energiáját.

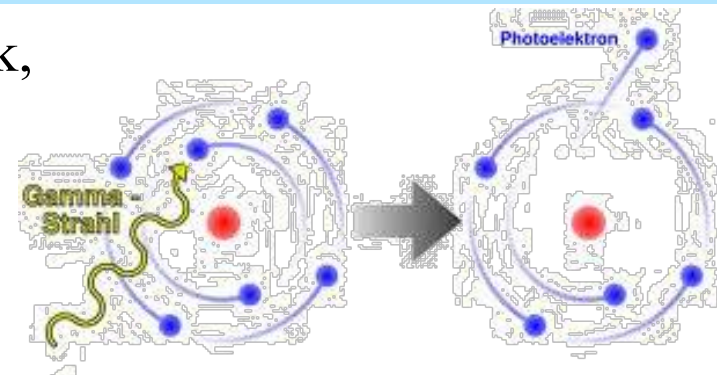
Történhet szabad elektronnal?

Impulzuszömegtartás:
$$p_e = \frac{h\nu}{c}$$

Energiamegtartás:
$$h\nu + m_0c^2 = \sqrt{p_e^2c^2 + m_0^2c^4}$$

$$(h\nu)^2 + (m_0c^2)^2 + 2h\nu m_0c^2 = (h\nu)^2 + m_0^2c^4 \quad \text{Ez lehetetlen.}$$

(Kezdeti $p_{e0} \neq 0$ esetén is)



Csak akkor lehetséges, ha a közelben van még egy részecske, pl. atommag.

Legvalószínűbb az 1s pályán levő elektronnal (azaz a K héjon) a kölcsönhatás.

Energiafüggése: a hatáskeresztmetszet az energia függvényében gyorsan **csökken**

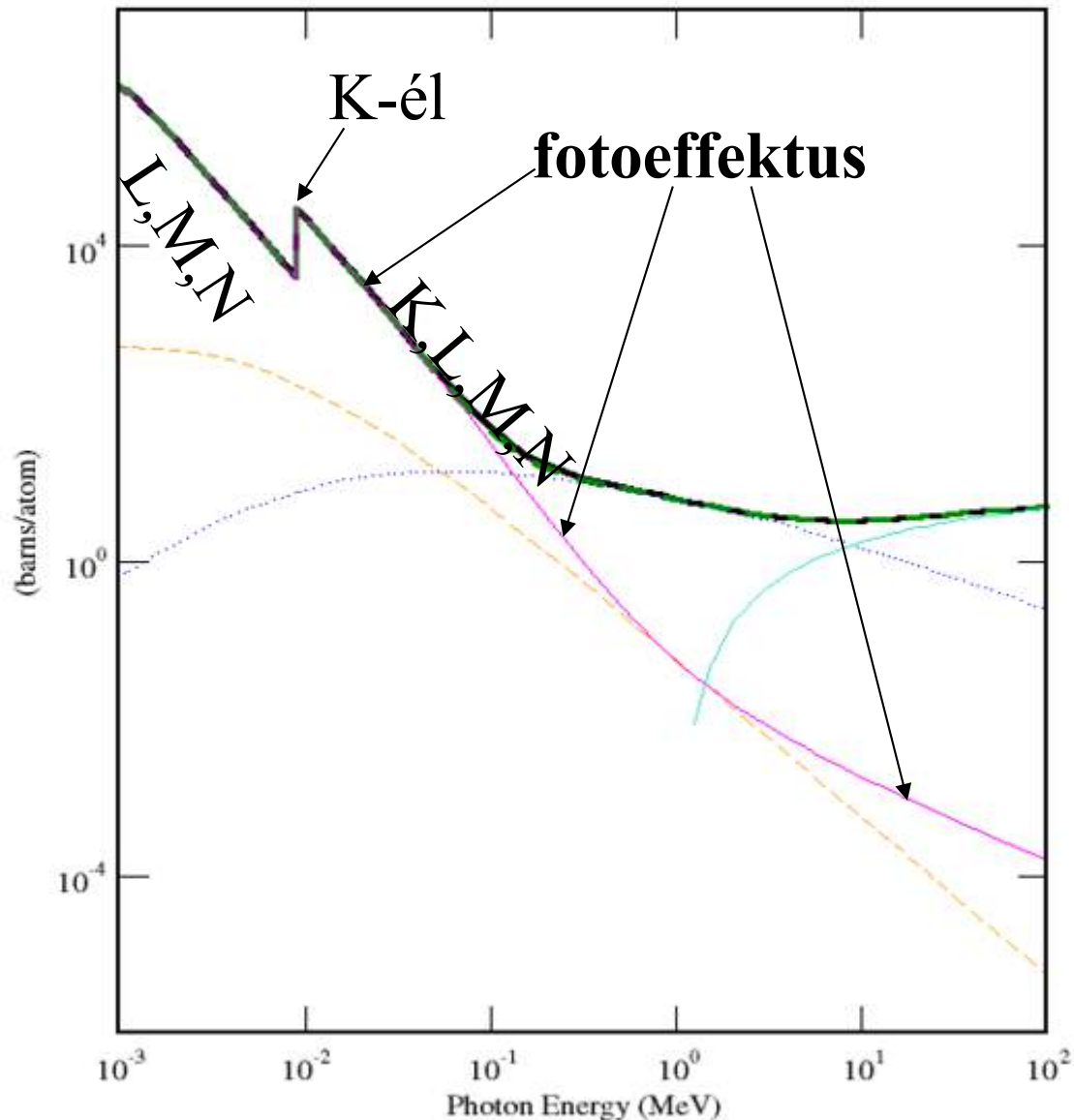
Rendszámfüggése: nagyobb rendszám esetén nagyobb a valószínűsége

- Nagyobb Z esetén a **belső elektron** közelebb van a maghoz
- Nagyobb az elektromos térerősség is
- A virtuális fotonok száma $|E|^2$ -tel arányos, $|E|^2 \sim Z^2$

$P(\text{fotoeff a K héjról}) \sim Z^5$.

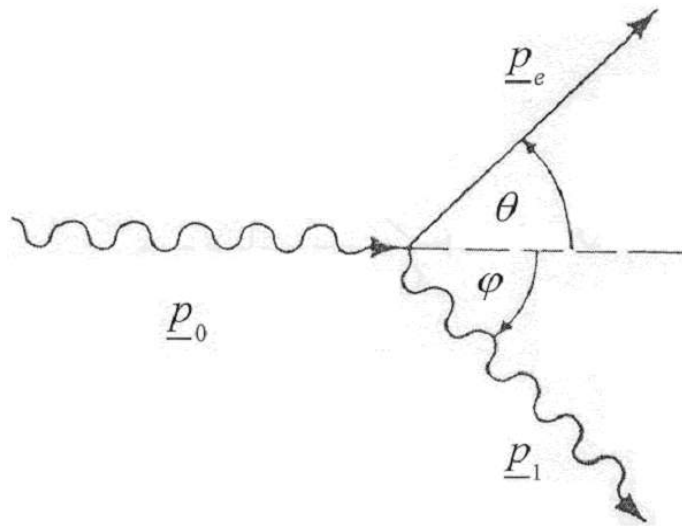
Alkalmazás: ólomműveg detektor, germánium (High Purity Ge), szilícium detektorok

Hatáskeresztmetszet – példa (réz atom)



- A fotoeffektus-görbéjén látszik egy jellegzetes letörés
- A K-kötési energia alá érve a fotoeffektus esélye hirtelen jelentősen csökken, mivel a 29 héjelektron közül a 2 K-elektron kiesett a fotoeffektusból
- Ez azt mutatja, hogy a fotoeffektus mindig a legerősebben kötött (de energetikailag még elérhető) elektronokat preferálja.

Compton-effektus



Szóródás elektronon

A foton energiája csökken, iránya változik

Az impulzus és energia megmaradásából:

$$\underline{p}_0 = \underline{p}_e + \underline{p}_1 \longrightarrow \underline{p}_e = \underline{p}_0 - \underline{p}_1 \longrightarrow p_e^2 = p_0^2 + p_1^2 - 2p_0p_1 \cos \varphi$$

$$p_0 \cdot c + m_e \cdot c^2 = \sqrt{p_e^2 \cdot c^2 + m_e^2 \cdot c^4} + p_1 \cdot c$$

$$p_e^2 = p_0^2 + p_1^2 + 2p_0m_e c - 2p_0p_1 - 2p_1m_e c$$

$$h\nu_1 = h\nu_0 \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos \varphi)}$$

$$\gamma = \frac{h \cdot \nu_0}{m_e \cdot c^2}$$

$$p_1 = \frac{p_0}{1 + \frac{p_0}{m_e c} (1 - \cos \varphi)}$$

Compton-effektus

$$h\nu_1 = h\nu_0 \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos\varphi)}$$

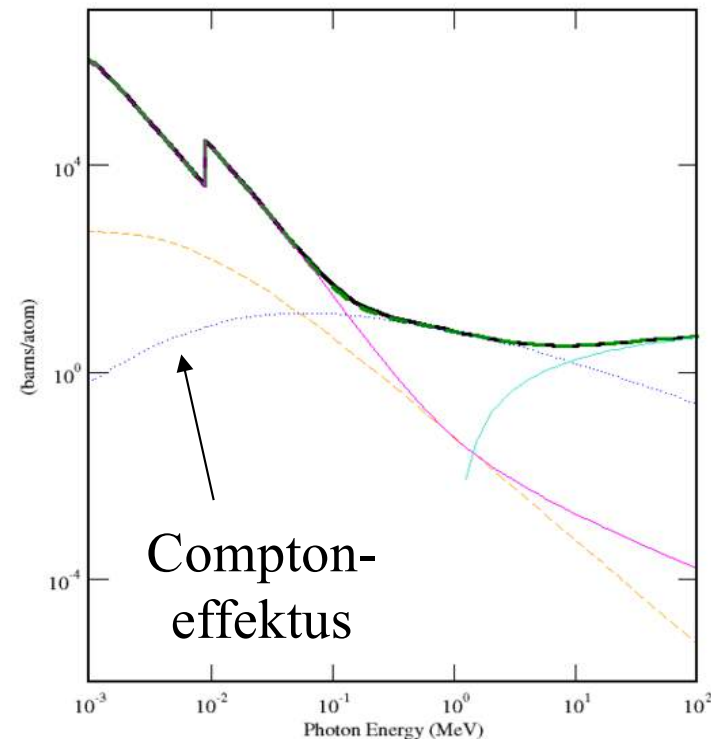
Az átadott energia maximuma $\varphi=180$ foknál van:

$$\gamma = \frac{h \cdot \nu_0}{m_e \cdot c^2}$$

$$E_e^{\max} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + 2\gamma} = E_\gamma \frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} = E_\gamma \frac{1}{1 + \frac{1}{2\gamma}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}}$$

Valószínűsége (hatáskeresztmetszete) arányos az elektronok számával, azaz **Z**-vel.

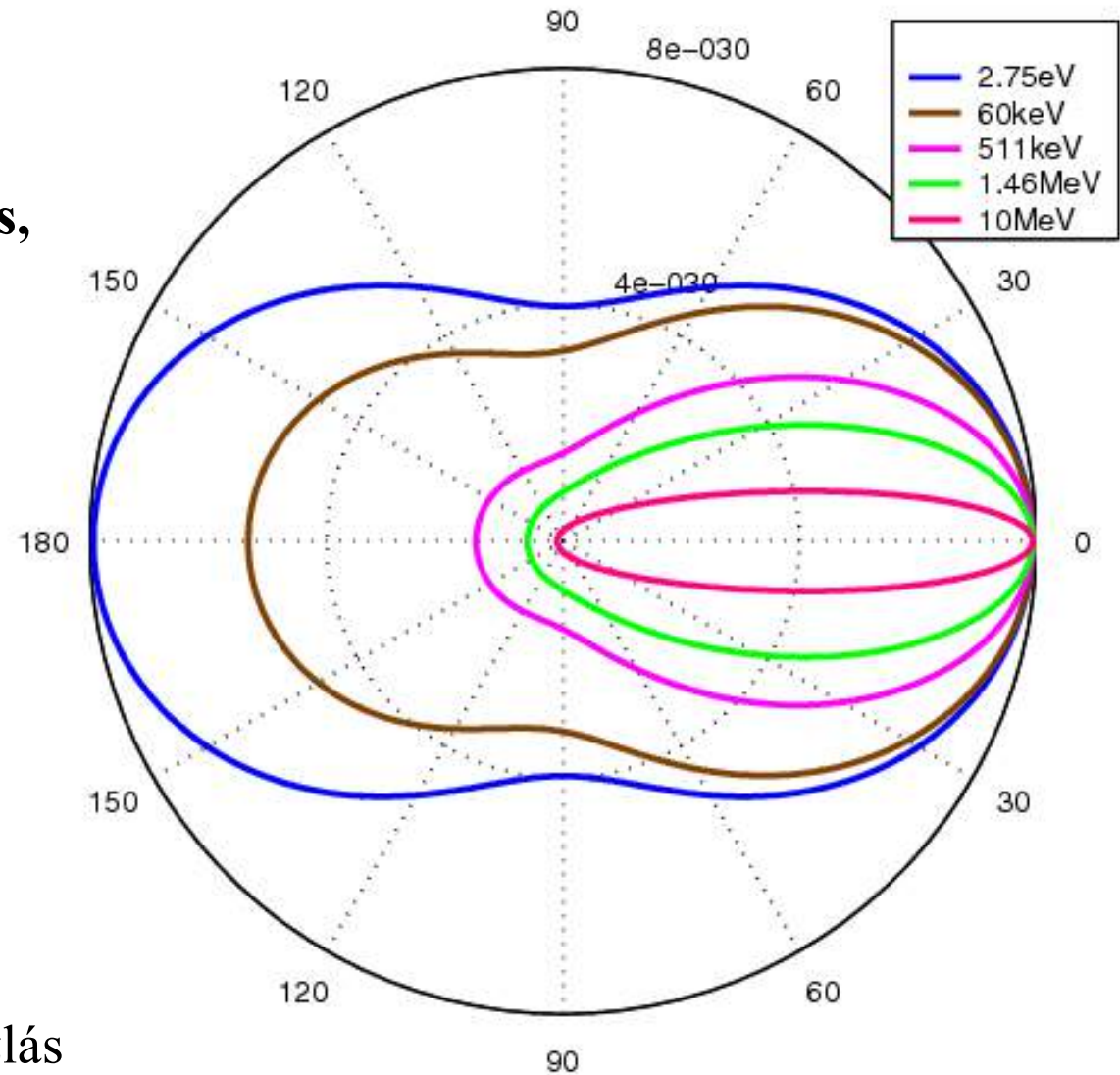
Energiafüggése a fotoeffektushoz képest gyenge:



Compton-effektus

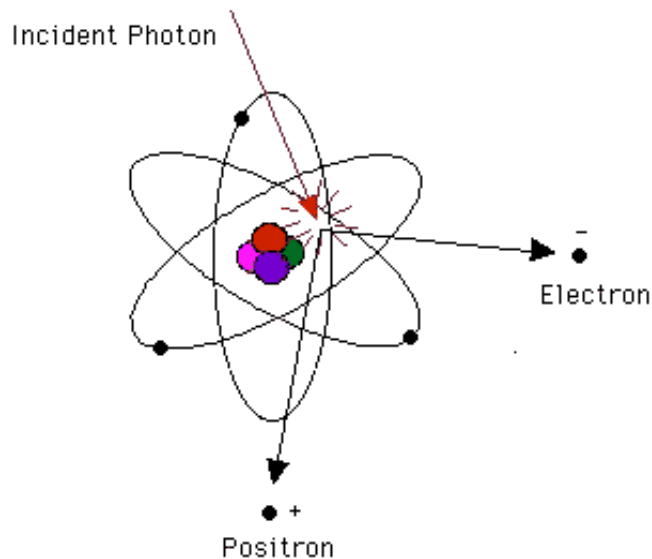
Hatáskeresztmetszet szögfüggő,
A Klein-Nishina formula írja le

**Kis energián egyenletesebb eloszlás,
nagy energián előre mutat**



Klein–Nishina szórási-szög eloszlás
különböző foton energiákra

Párkeltés



- Atommag vagy más részecske közelében
- A foton energiája egy elektron-pozitron pár keltésére, és azok mozgási energiájára fordítódik.
- Ehhez legalább $2m_e c^2$ foton-energia kell (2×511 keV) (elektron terében kétszer ennyi).

Az elektron-pozitron pár tömegközépponti rendszerében:

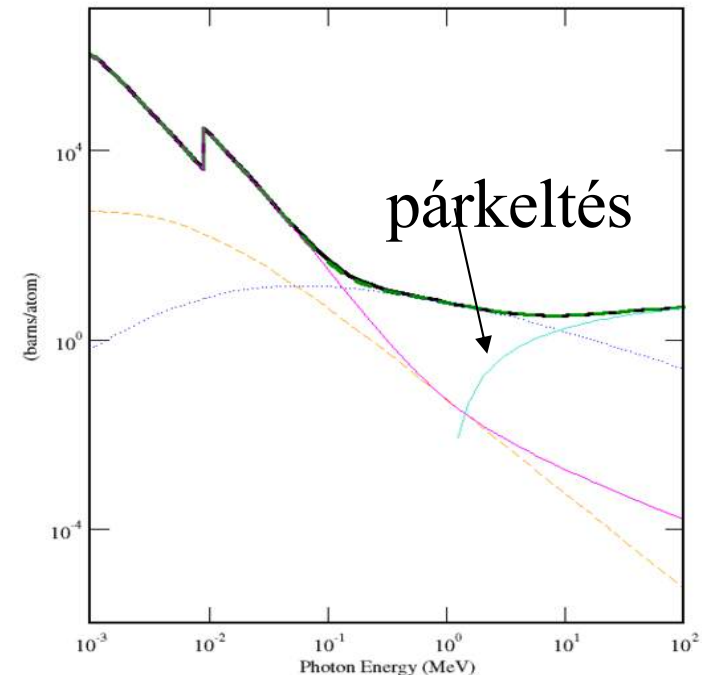
a végállapot összimpulzusa 0,

de a kezdeti fotoné nem lehet az

Ezért **szükséges hogy az atommag vagy elektron elvigye az impulzus egy részét**

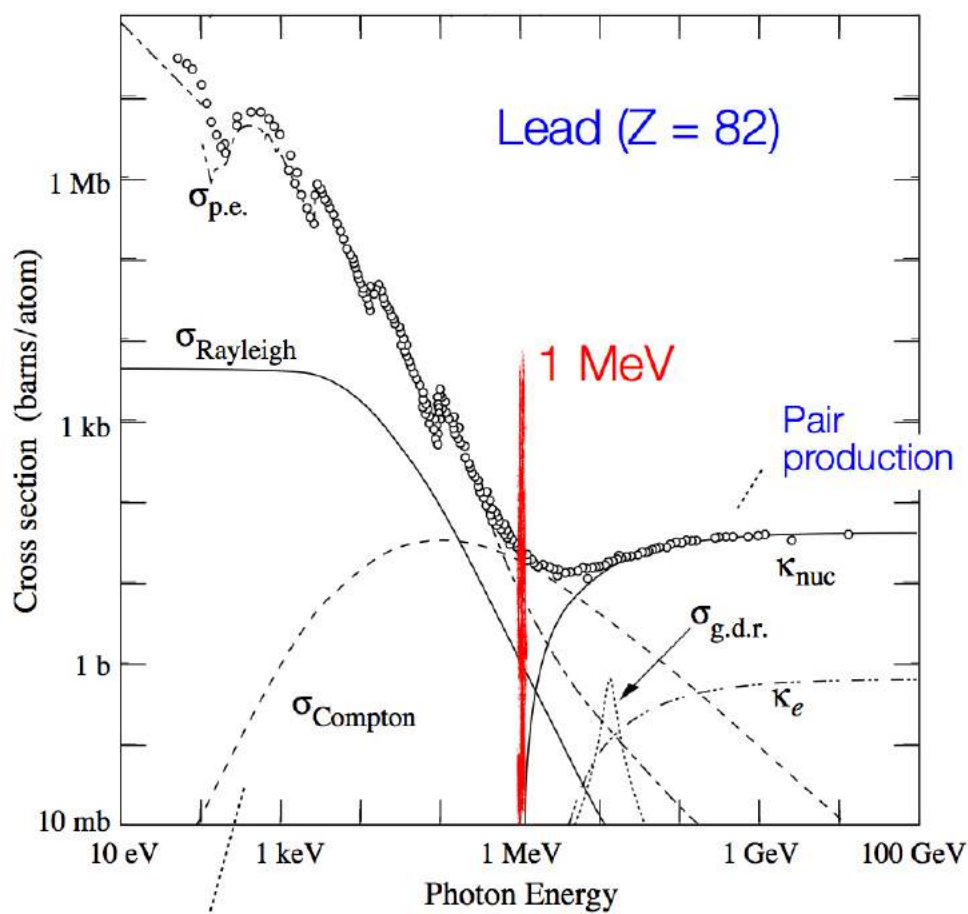
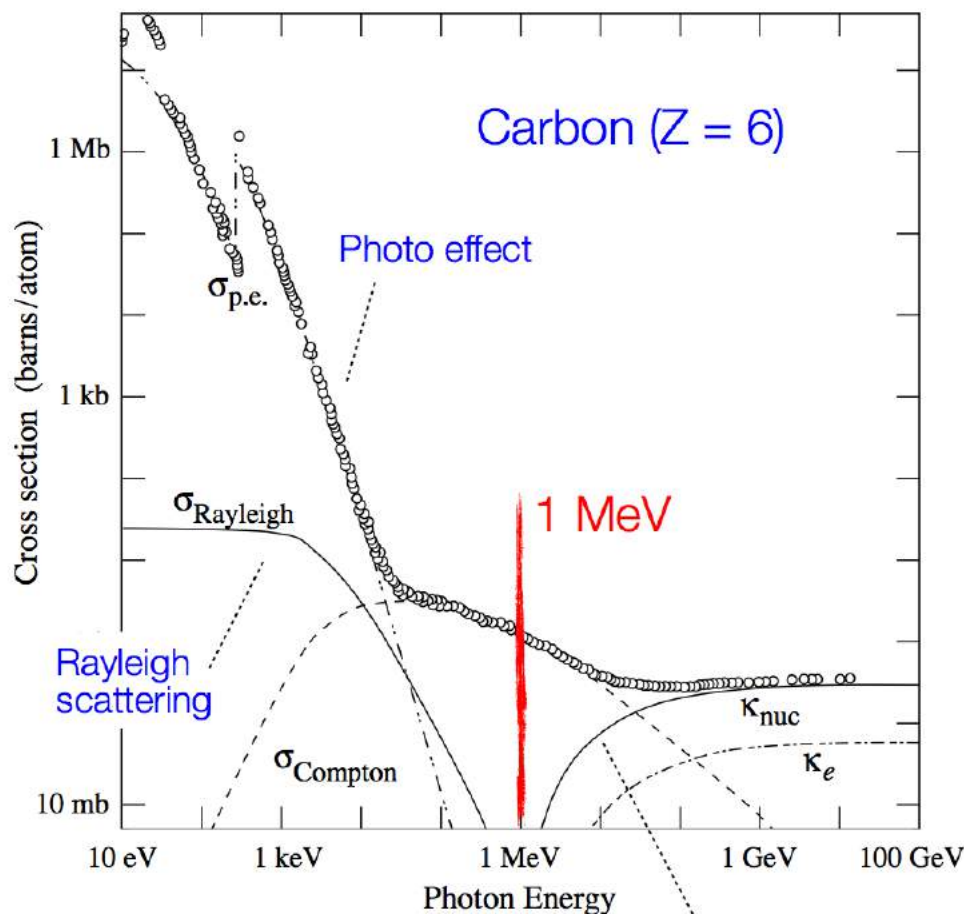
Energiafüggése:

Az 1022 keV küszöbérték felett gyorsan nő a hatáskeresztmetszet, majd lassabban.



A foton kölcsönhatásai az anyaggal

Photon Total Cross Sections



Pair Production

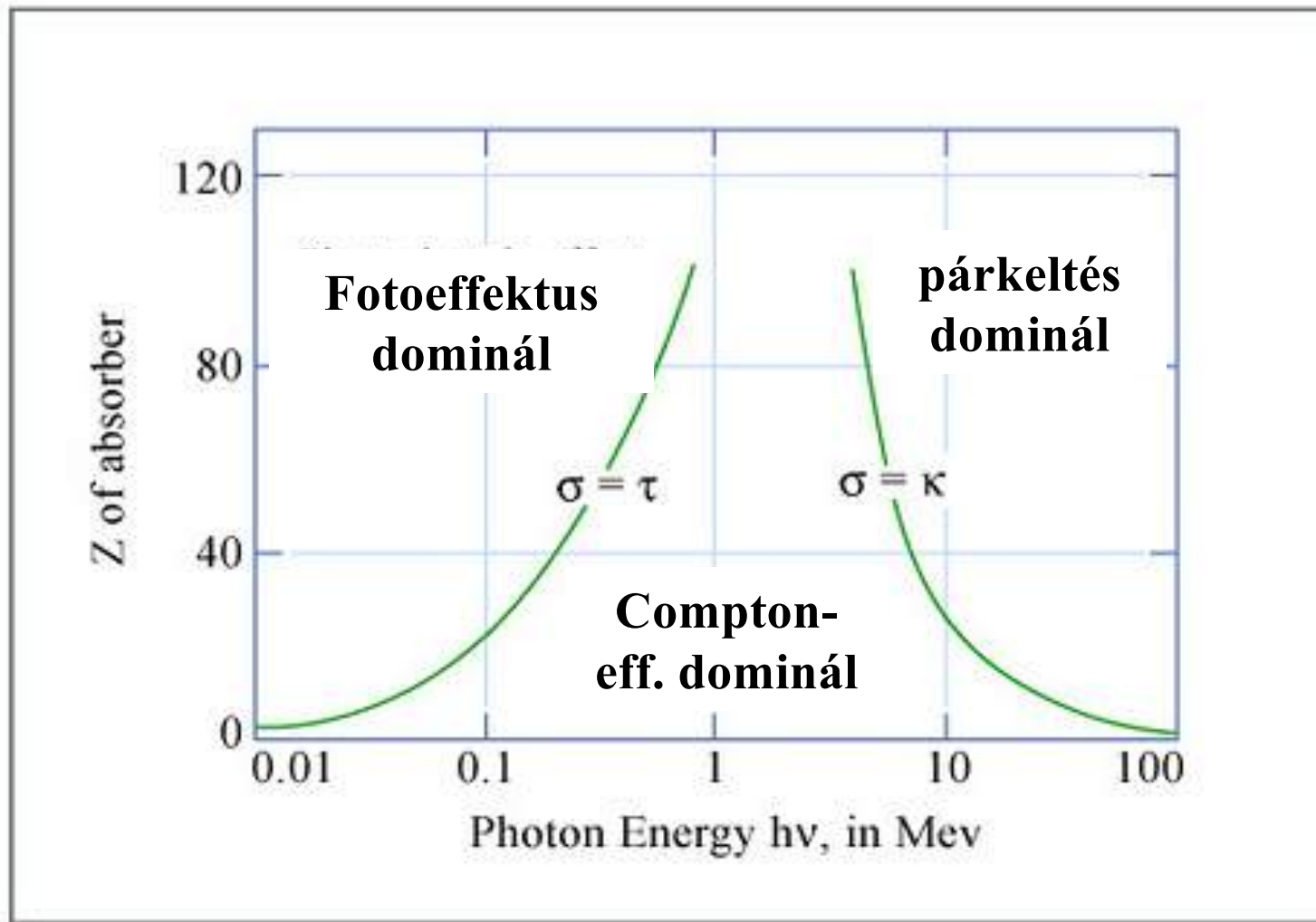
Compton scattering

Rayleigh-szórás: elasztikus szórás a hullámhossznál jóval kisebb részecskéken

MRF10 Részecskék kölcsönhatása az anyaggal

- $\sigma_{p.e.}$ = Atomic photoelectric effect (electron ejection, photon absorption)
- $\sigma_{Rayleigh}$ = Rayleigh (coherent) scattering—atom neither ionized nor excited
- $\sigma_{Compton}$ = Incoherent scattering (Compton scattering off an electron)
- κ_{nuc} = Pair production, nuclear field
- κ_e = Pair production, electron field
- $\sigma_{g.d.r.}$ = Photonuclear interactions, most notably the Giant Dipole Resonance
In these interactions, the target nucleus is broken up.

A három folyamat összehasonlítása



Afotoeffektus és a párkeltés Z-függése erősebb, mint a Compton-effektusé. Nagy energián mindig a párkeltés, kis energián mindig a fotoeffektus a legnagyobb valószínűségű.

A foton kölcsönhatásai az anyaggal

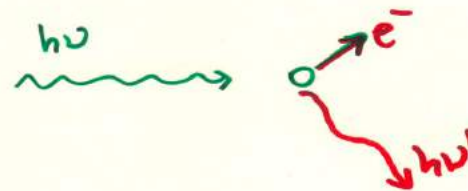
GAMMA SUGÁRZÁS KÖLCSÖNHATÁSA ANYAGGAL

FOTOEFFEKTUS



- valószínűsége $\sim Z^5$
- minél közelebb e^- -on.

COMPTON EFFEKTUS



- valószínűsége $\sim Z$
- szabad elektronokon
- $h\nu'$ függ a szögtől

PÁRKELTÉS



küszöbenergia!

ANNIHILÁCIÓ



- $E_\gamma = 511$ keV
- e^+ először lelassul

Detektorok és mérések

Alapelvek: sugárzás eléri a detektort, kölcsönhat az anyaggal, elveszíti az energiáját vagy annak egy részét, sok kis energiájú elektron szabadul fel, ezeket összegyűjtve elektromos jellé alakítjuk.

Milyen detektort válasszunk? Ez a sugárzás fajtájától és a mérés céljától függ

- Pl. alfa-sugárzáshoz **vékony** (0.01-0.1 mm) detektor elég, béta sugárzásnál 0.1-1 mm, gammánál 10 cm is kellhet
- Ha csak a sugárzás **jelenléte** érdekel: GM-cső
- Ha az **energiát** is akarjuk mérni: az energialeadással arányos jel kell
- **Pontos** energiaméréshez (kis statisztikus fluktuációhoz) az ionizáló részecskének sok elektront kell szabadítania fel (pl. félvezetőkben)
- Ha pontos **időmérés** kell, akkor a gyors válaszidő fontos (pl. műanyag szcintillátor)
- **Részecske-azonosításhoz** speciális detektorok, amelyek a tömegre, töltésre érzékenyek (emulzió, repülési idő, átmeneti sugárzás detektor - TRD, Cserenkov, dE/dx - Time Projection Chamber, félvezető detektor, stb)
- Nagy **intenzitásokhoz**: kis holtidejű detektor
- **Részecskepálya** méréséhez (impulzus): helyérzékeny detektor, MWPC, TPC, Si, stb. (mágneses térben)

Detektorok csoportosítása

Anyaguk szerint

- Gáztöltésű
 - Ionizációs kamra, proporciónális kamra, GM-cső
 - MWPC (Multiwire Proportional Chamber – sokszálas proporzios kamra), TPC (Time Projection Chamber – idő projekciós kamra)
- Félvezető detektorok
 - HPGe (high purity Ge), Ge(Li), Si(Li)
- Szcintillációs detektorok
 - Szilárd, folyadék; NaI, szerves (műanyag), LAr, LKr; TLD (termolumineszcens doziméter)
- Cserenkov-detektorok
 - folyadék (víz), gáztöltésű; részecskeazonosítás

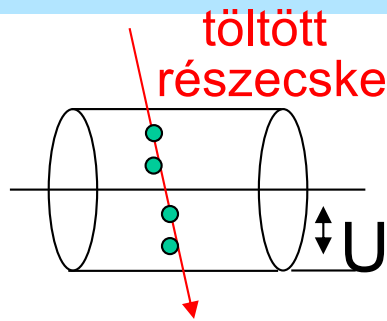
Alkalmazásuk szerint

- Vizuális detektorok
 - Ködkamra (Wilson-féle, diffúziós), buborékkamra, szikrakamra, emulzió, fotolemez; modern nyomkövető-detektorok
- Kaloriméterek
 - EM, hadronikus; homogén, mintavevő

Detektorok tematika

- Gáztöltésű detektorok: ionizációs kamra, proporcionális kamra, GM-cső, drift kamra, TPC működése
 - Feszültség-áram karakterisztika
- Félvezető-detektorok: HPGe, Ge(Li), Si(Li)
 - Felépítés, vezetési és vegyértéksáv, hűtés szerepe
 - Alkalmazási példa: Monoenergetikus gamma-sugárzás detektorban hagyott energiájának eloszlása, jellegzetes események, a spektrum szerkezete és értelmezése
- Szcintillációs detektorok
 - Szcintillátor, fényhozam, fotoelektron-sokszorozó, amplitúdó-analizátor
- Vizuális detektorok: ködkamra, buborékkamra, nyomdetektor, termolumineszcens doziméter, szikrakamra
 - Közös működési elv
- Kaloriméterek: EM és hadronikus
 - Záporok leírása

Gáztöltésű detektorok



Töltött részecske ionizál

Elektromos térben az elektronok az anódszátra gyűlnek

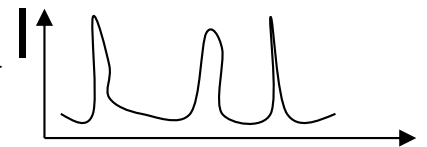
Elektromos impulzus

- 1) **Ionizációs kamra:** az U feszültség kicsi, az elektronok nem tudnak tovább ionizálni. Annyi elektron megy az anódra, ahány ionizáció

Kétféle üzemmód:

impulzus-üzemmód: egy impulzus/töltött részecske. →

áram-üzemmód: a részecskefluxussal arányos áram



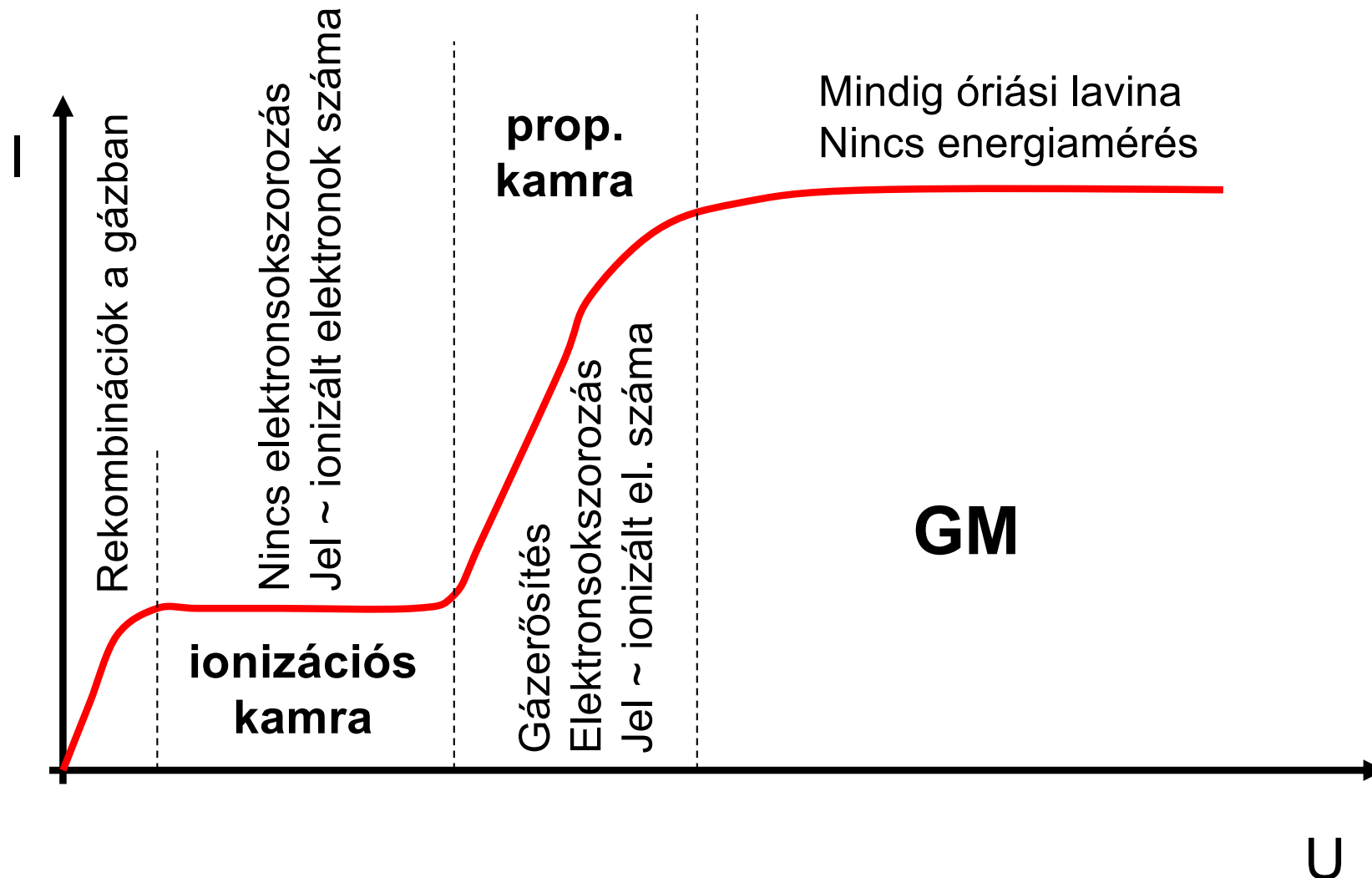
- 2) **Proporcionális kamra:** nagyobb U feszültség. Elektron-lavina (másodlagos ionizáció) a szál közelében, ahol az elektromos tér nagy. Az elektronok két ütközés között elég energiát szereznek az elektromos térből az újbóli ionizációhoz.

Sokszálas kamra (MWPC), TPC: a részecskék helyét, pályáját is méri.

- 3) **GM cső:** akkora feszültség, hogy önnfenntartó lavina, az egész hengerben. Nagy ellenállással kell sorbakötni (automatikus feszültség-csökkenés a kisüléskor). Mindig azonos nagyságú jelet ad, nem alkalmas energiamérésre, csak érzékeny számlálásra.

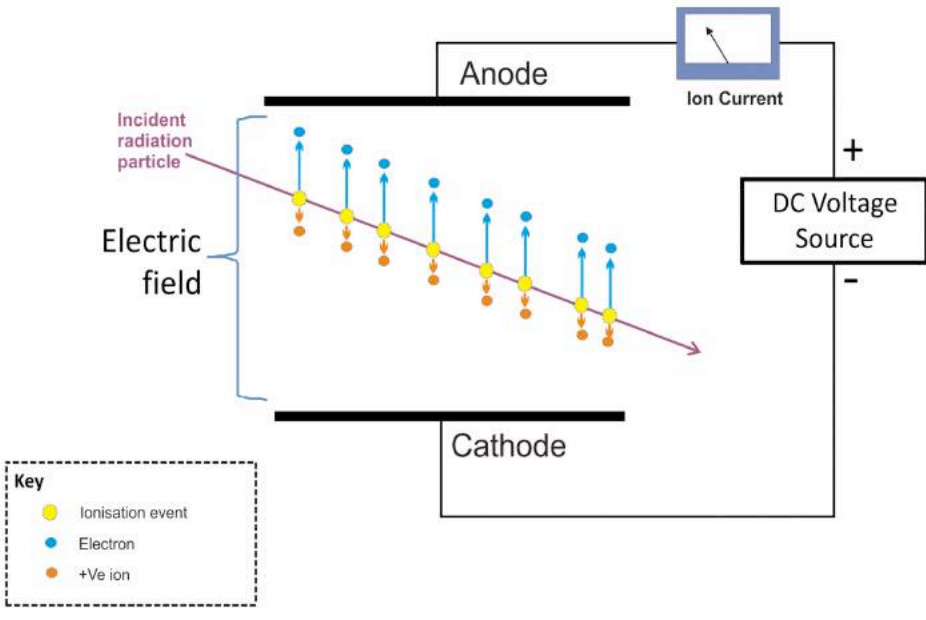
Gázdetektorok

- Feszültség-áram karakterisztika

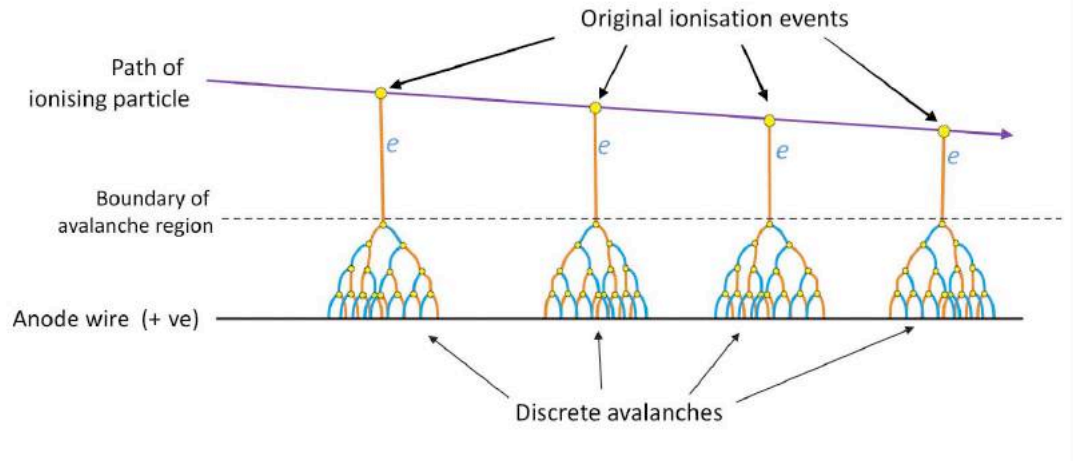


Gáz detektorok

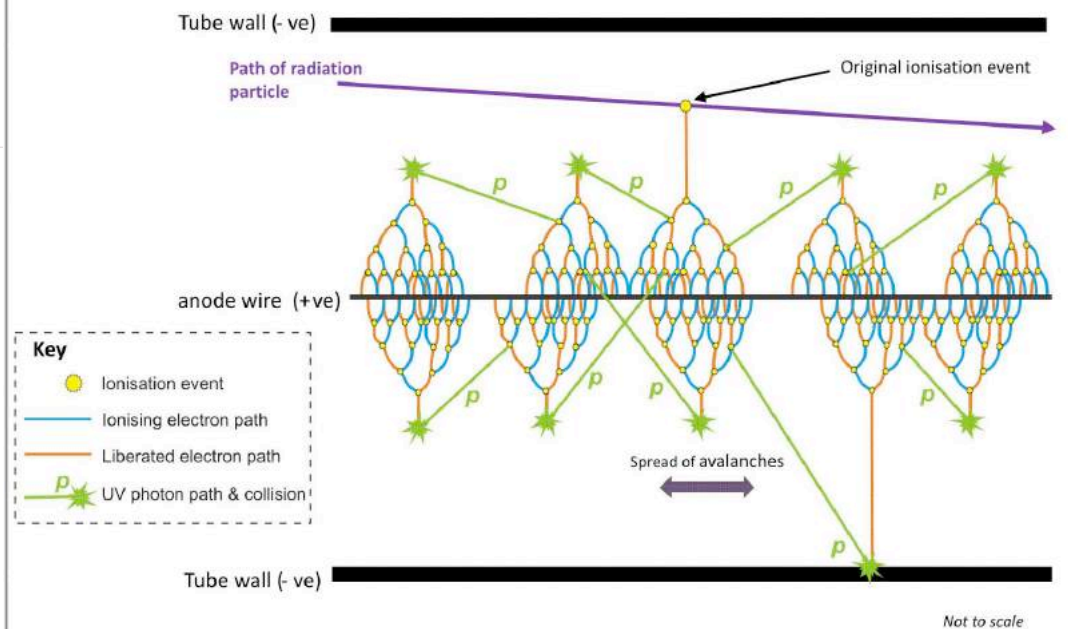
Visualisation of ion chamber operation



Creation of discrete avalanches in a proportional counter



Spread of avalanches in a Geiger-Muller tube



Gáz detektorok

Table 28.4: For various gases at STP: (a) yield of ionization encounters ($1/\lambda$) for m.i.p. [80], (b) t_{99} : thickness of the gas layer for 99% efficiency, and (c) the average number of free electrons produced by a m.i.p. (calculated using data from Ref. 81).

	Encounters/cm	t_{99} (mm)	Free electrons/cm
He	5	9.2	16
Ne	12	3.8	42
Ar	25	1.8	103
Xe	46	1.0	340
CH ₄	27	1.7	62
CO ₂	35	1.3	107
C ₂ H ₆	43	1.1	113

- töltött részecske megfelelő gázkeverékben elektron-ion párokat kelt
- ennek minél nagyobb részét akarjuk detektálni
- legalább egy ionizálás valószínűsége $1 - \exp(-\Delta/\lambda)$
- az ütközések 65-80%-a csak egy elektront eredményez, a több mint 5 elektronos csoportok 10%; átlagosan 3-4 elektron ütközéseként

Gáz detektorok

- elsődleges és másodlagos ionizáció (elektronok új atomokkal ütköznek, ill. köztes gerjesztett állapotok), nemlineáris folyamatok

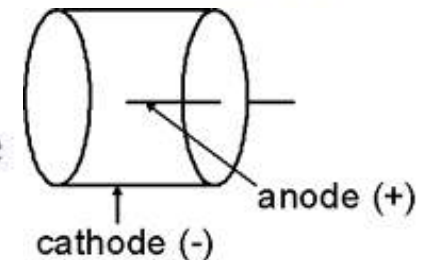
- elektromos és mágneses terek hatására az ionizációs elektronok a gázban sodródhatnak, driftelnek

$$\mathbf{u} = \mu |\mathbf{E}| \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(\hat{\mathbf{E}} + \omega \tau (\hat{\mathbf{E}} \times \hat{\mathbf{B}}) + \omega^2 \tau^2 (\hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{B}}) \hat{\mathbf{B}} \right) \quad \text{Drift sebesség}$$

μ mobilitás, $\omega = eB/mc$ ciklotron-frekvencia, $\tau = \mu m/e$ ütközések közti idő jellemző érték 1-8 cm/ μ s

→ Lorentz-szög (következő oldal)

- az elektronokat vékony, 10 μ m sugarú anódszálak gyűjtik össze



- $1/r$ -es erős tér, másodlagos ionizálás, lavinák
a lavinákat kioltó gázok (szerves molekulák) alkalmazásával lokalizálják, melyek elnyelik a lavinában keltett fotonokat

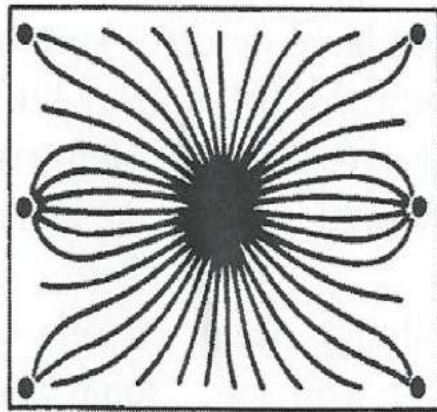
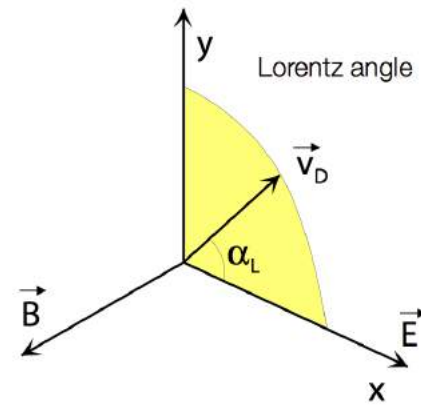
- Az elektronok számának növekedése: $dN_e = N_e \cdot \alpha \cdot dx$, ahol α függ az elektromos tér erősségétől és a gáz sűrűségétől. A gáz erősítés akár 10^4 is lehet.

- az elektronokat néhány ns alatt begyűjtik
a pozitív ionok a száltól távolodnak, indukált jelük detektálható

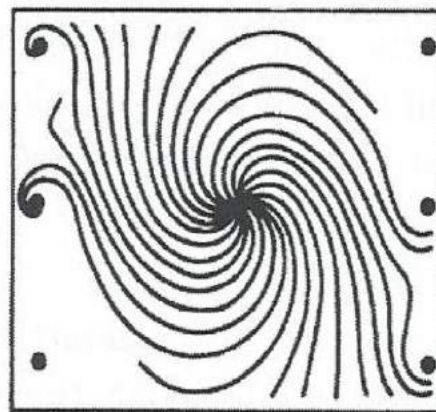
Lorentz-szög

- Mágneses tér (B) szükséges az impulzus méréshez
- Általában a drift (E) tér merőleges a mágneses térre
- Lorentz szög: a drift sebesség és az elektromos térerő által bezárt szög:

$$\tan \alpha_L = v_D B / E$$



(a)



(b)

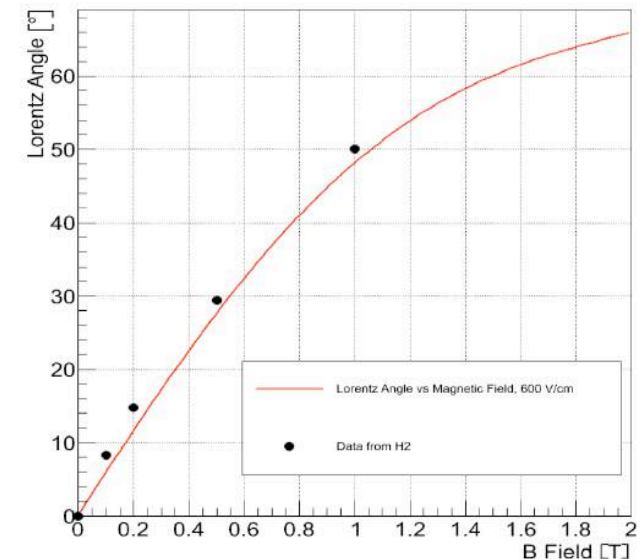
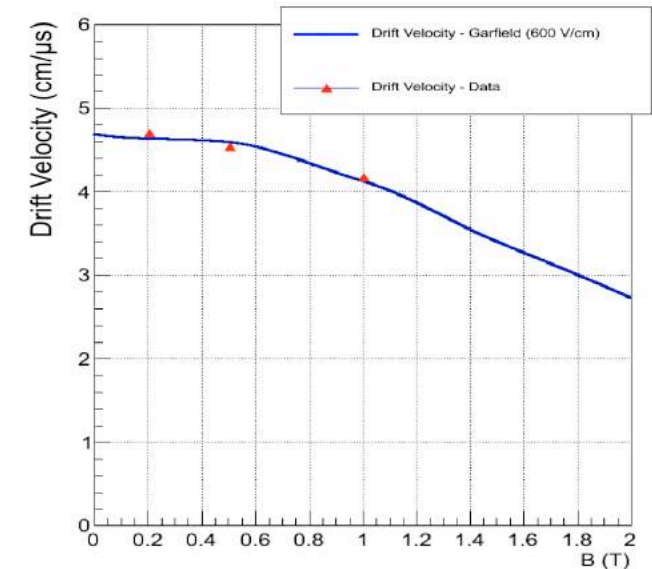


Fig. 7.20. Drift trajectories of electrons in an open rectangular drift cell (a) without and (b) with magnetic field [42, 43].

Sokszálas proporcionális kamra (MWPC)

Multi-wire proportional chamber

Georges Charpak Nobel-díj (1992)

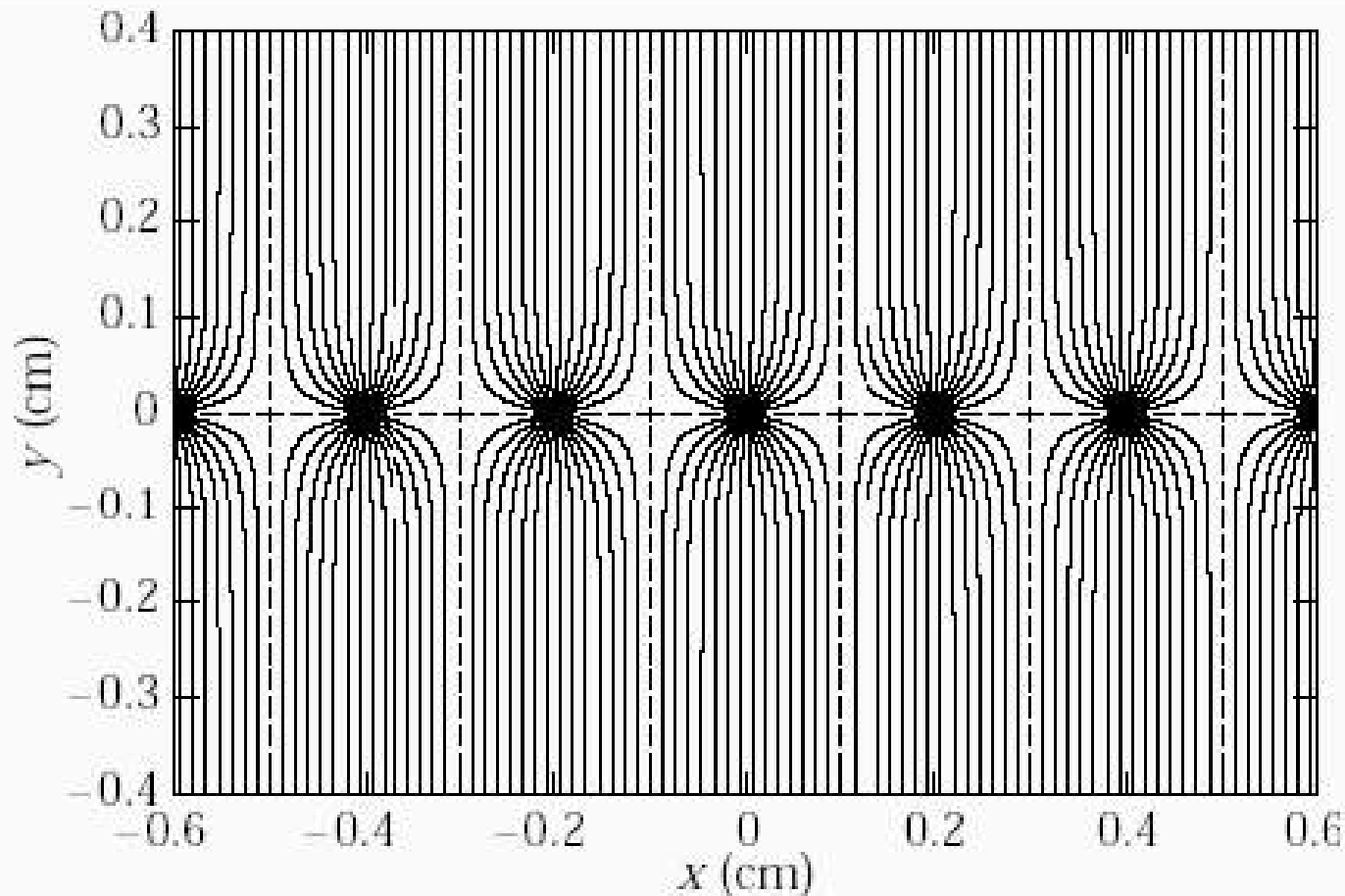
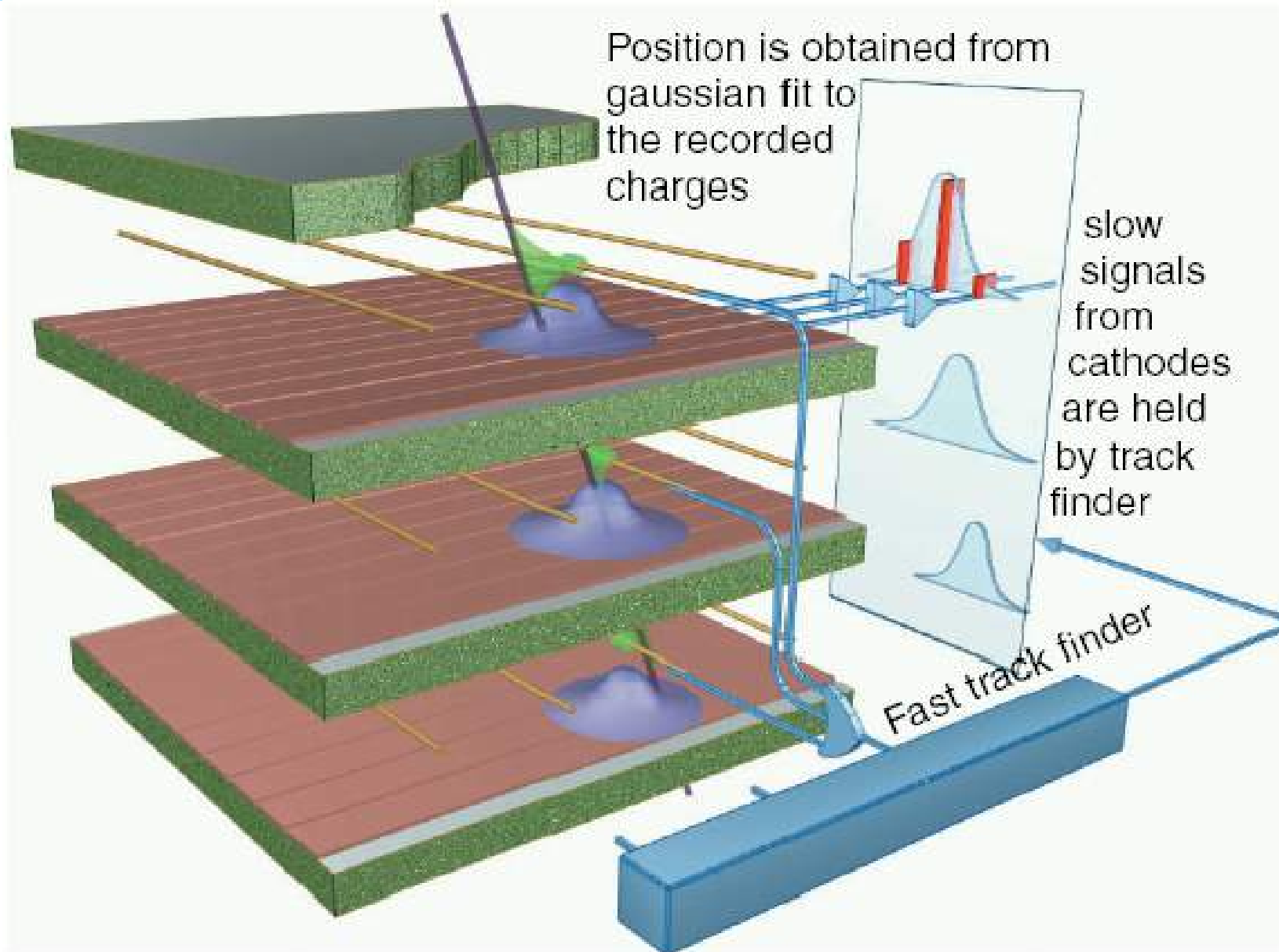


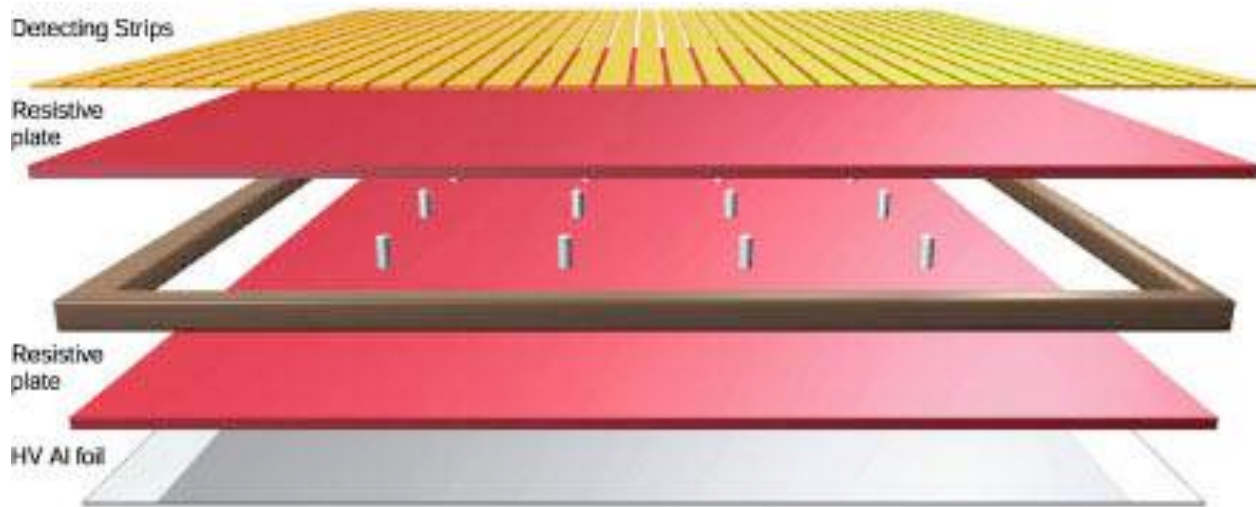
Figure 28.3: Electric field lines in a (MWPC) with an anode pitch of 2 mm as calculated with GARFIELD program [83].

Sokszálas kamrák (MWPC)

- 1 cm drift után az elektronfelhő 30-500 μm , 5 cm drifthosszal 100-200 μm felbontás
- sok ütközőnyalábos kísérletben központi detektor, a szálak a nyalábiránnyal párhuzamosak
kis térfogatú kamrák (0.1 m³) vertex mérésre, 50 μm felbontás nagy nyomású és kis diffúziójú gázkeverékekkel
nagy térfogatú kamrák (5-40 m³) több ezer 1-2 m hosszú szállal, 100-200 μm felbontás
- helyfelbontás nem növelhető minden határon túl a száltávolság csökkentésével: elektrosztatikus erők
- nyomtatásos technika: 0.2 μm széles alumíniumcsíkok szigetelő alapon
anódtávolság 0.1-0.2 mm, kis driftidő, jobb helyfelbontás, MSGC (MicroStrip Gas Chamber)
- Modern mikro-mintázatú (micro-pattern) gáztöltésű detektorok (GEM, micromegas, ...)
- a lavina lokalizált az anódon, a szomszédos szálakon indukált jelekkel helymérése

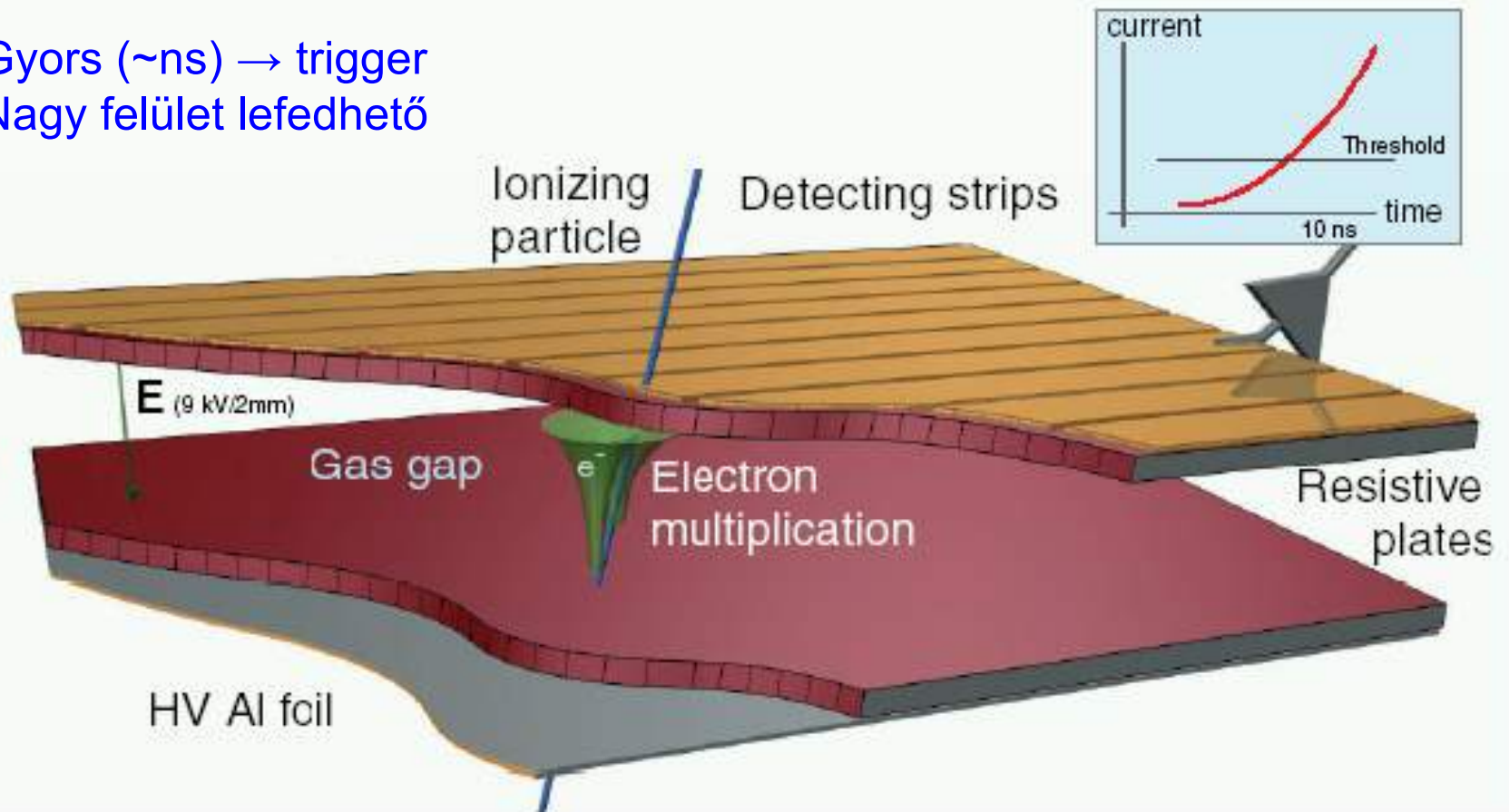
Katód-csík kamrák





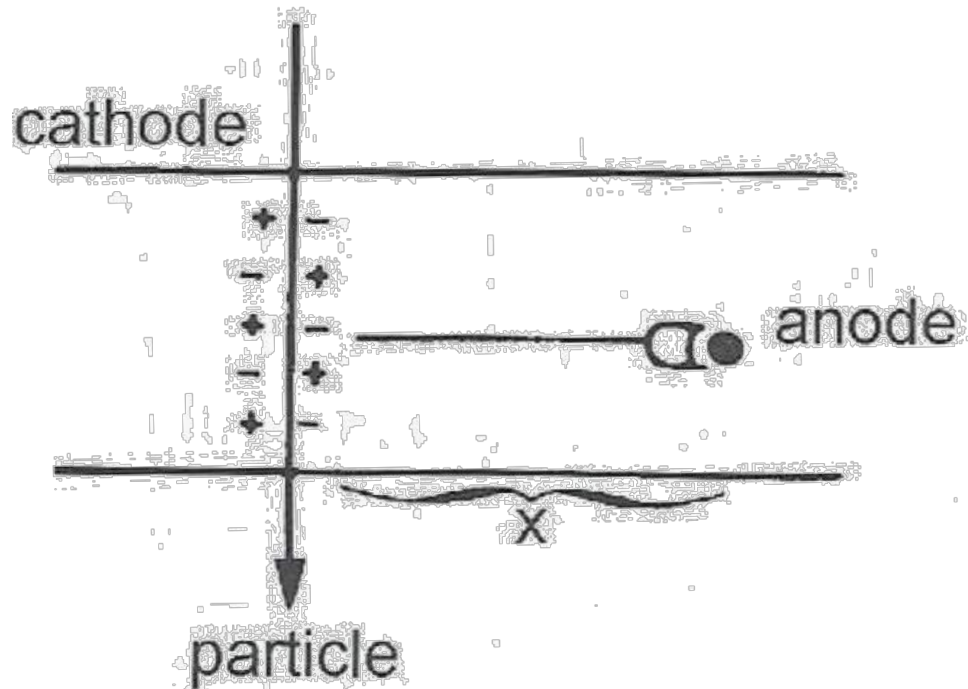
Resistive plate chamber (RPC)

Gyors (\sim ns) \rightarrow trigger
 Nagy felület lefedhető



Drift kamra

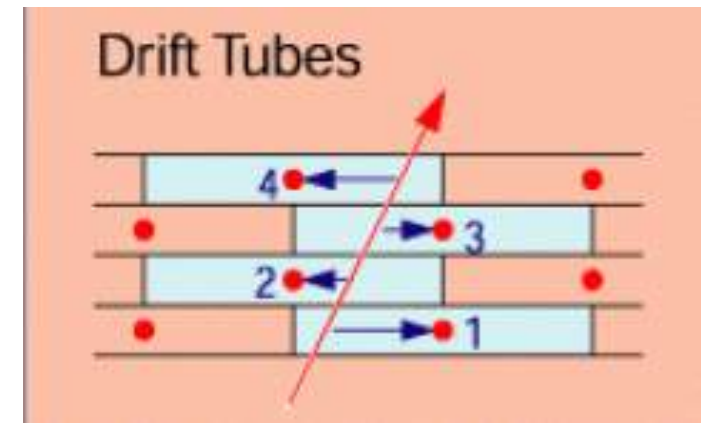
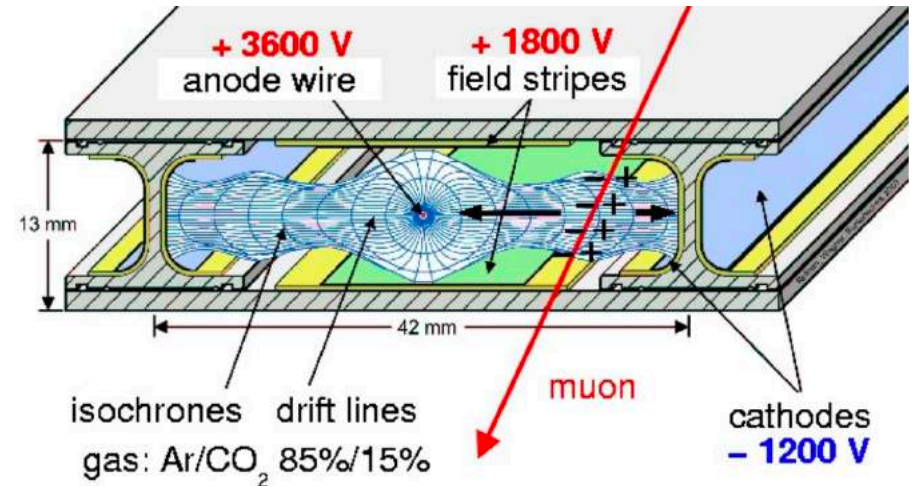
Példa: CMS müon detektor



Working principle of a drift chamber:

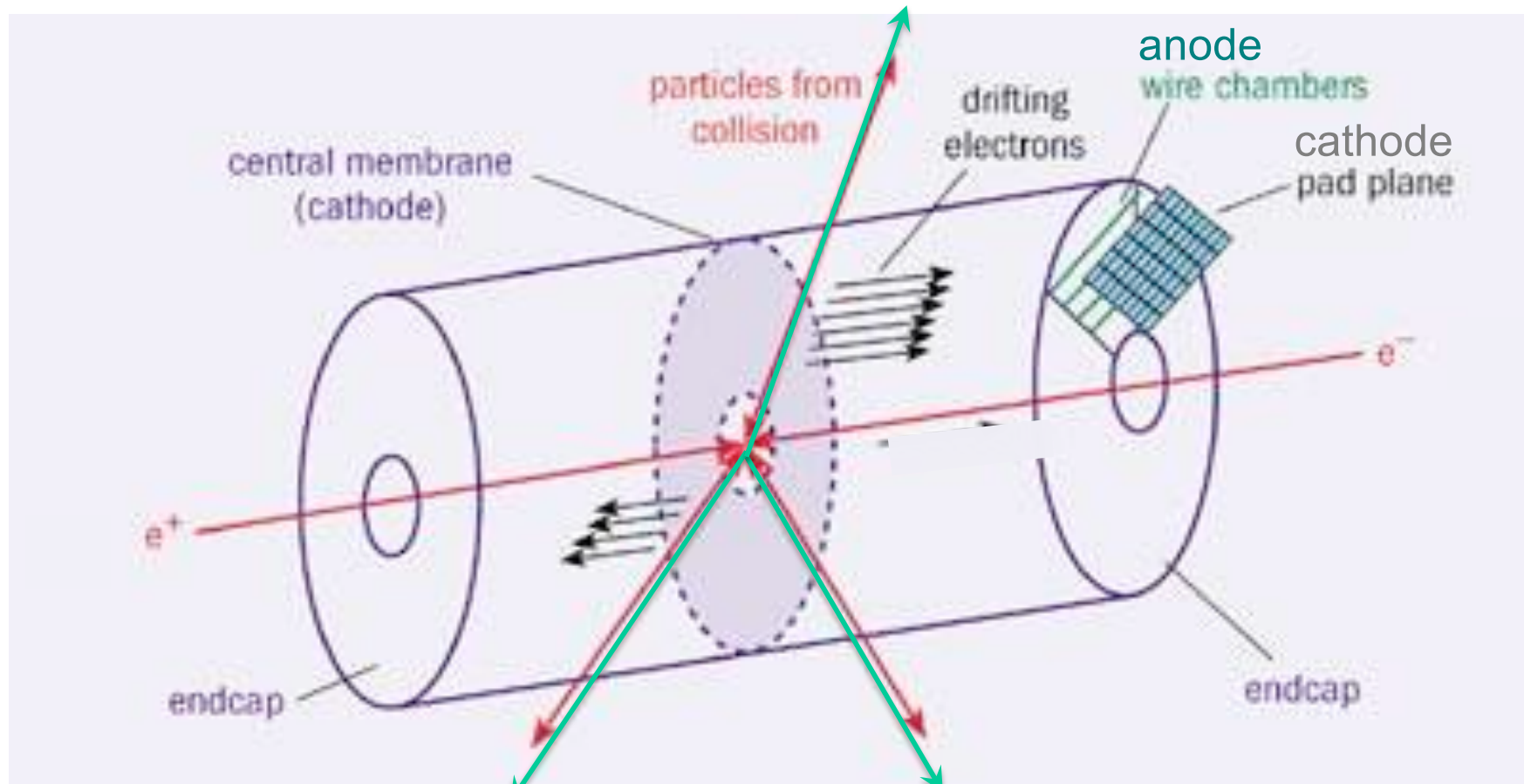
$$x = \int v^{-}(t) dt$$

$$\sigma_x = v^{-} \sigma_t$$



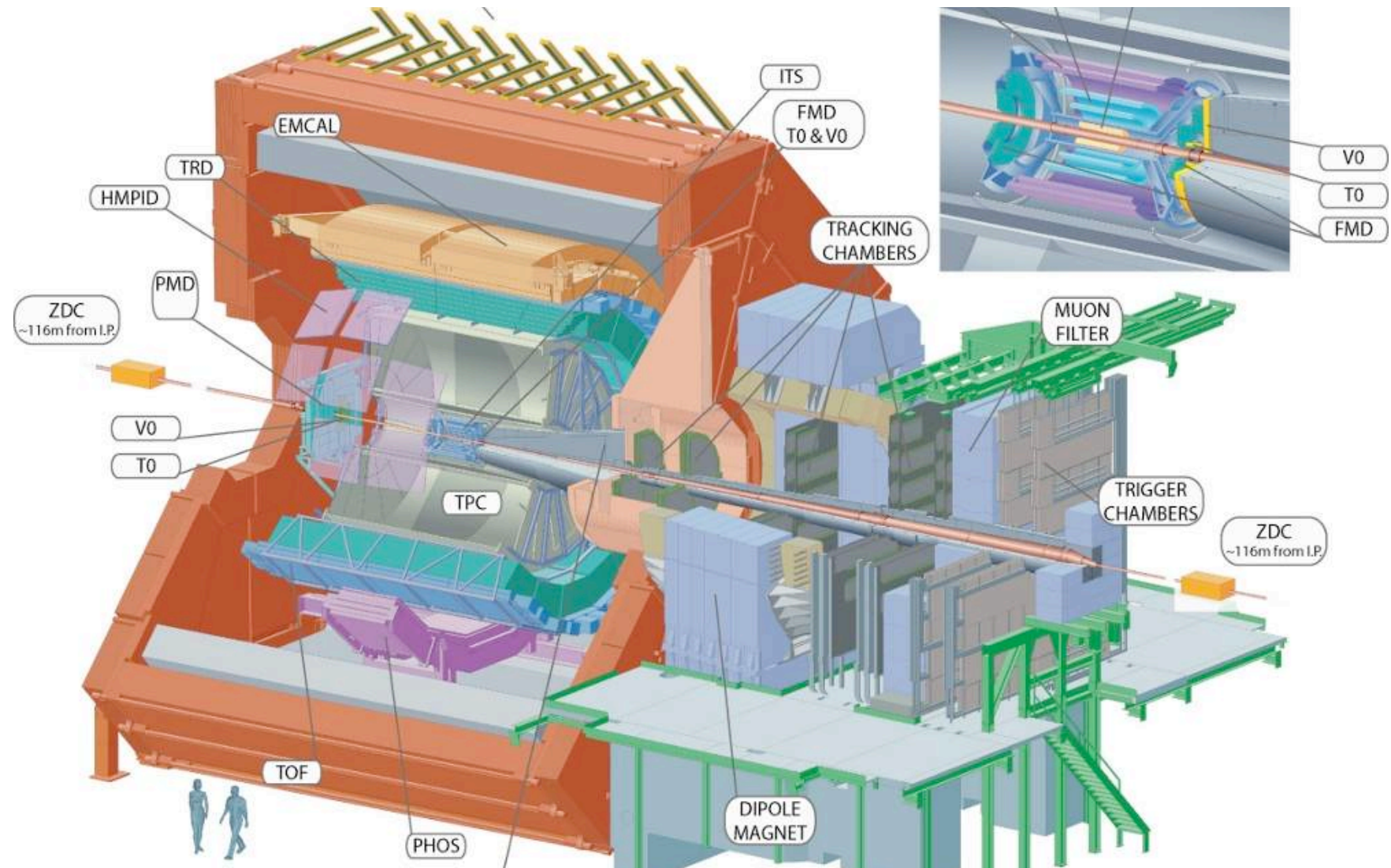
Time Projection Chamber (TPC)

Drift kamra + MWPC kiolvasás = TPC



Homogén, párhuzamos elektromos és mágneses tér
Kiolvasás a kamra végein
~ méteres drift úthossz

ALICE kísérlet



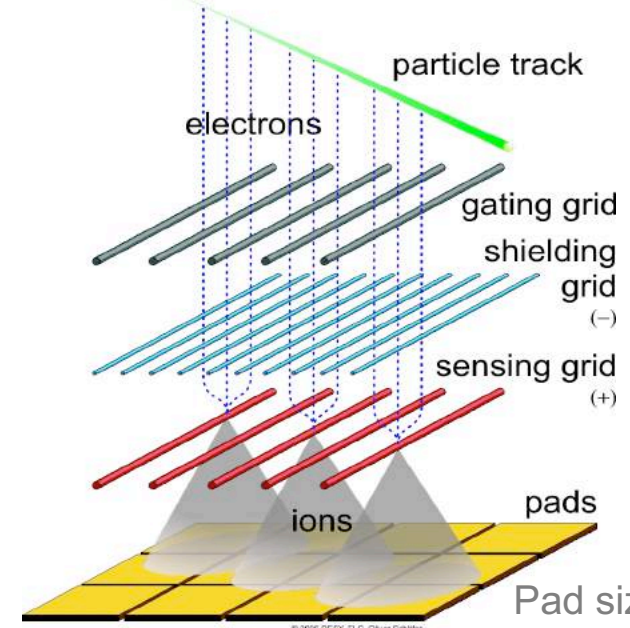
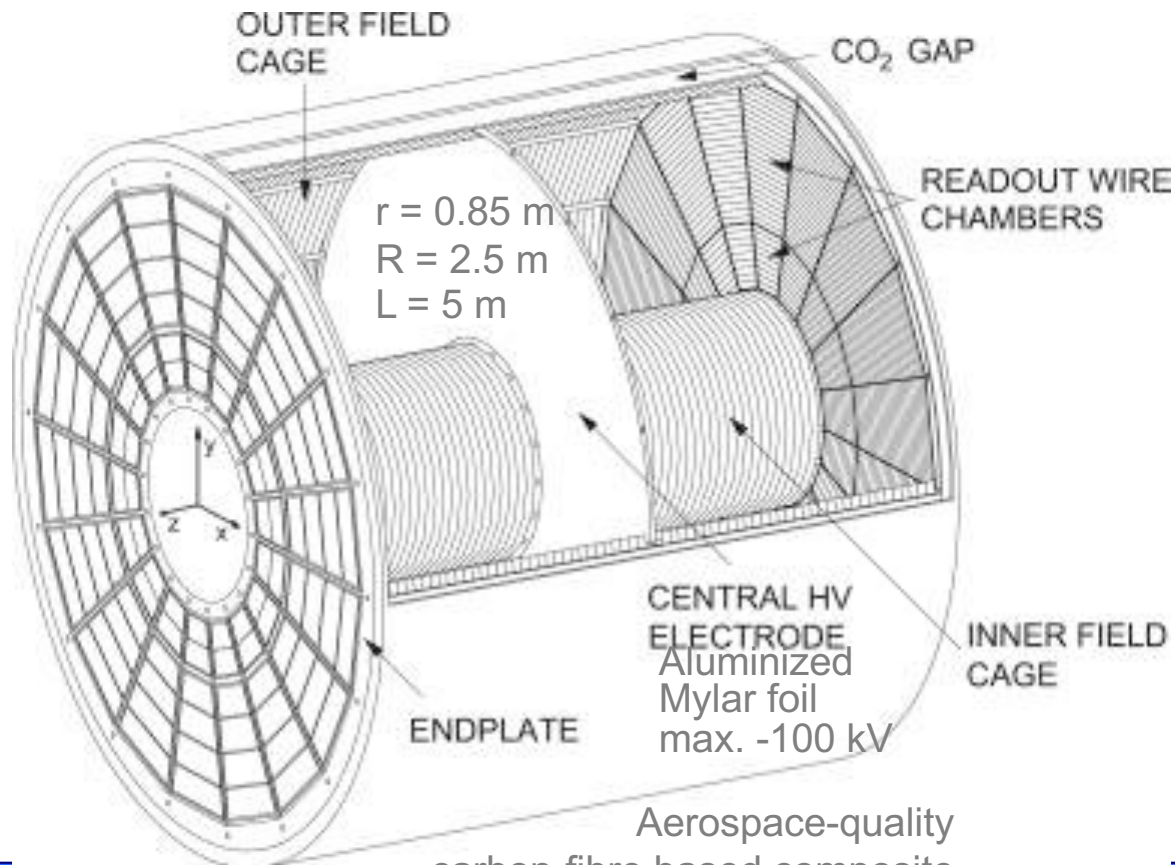
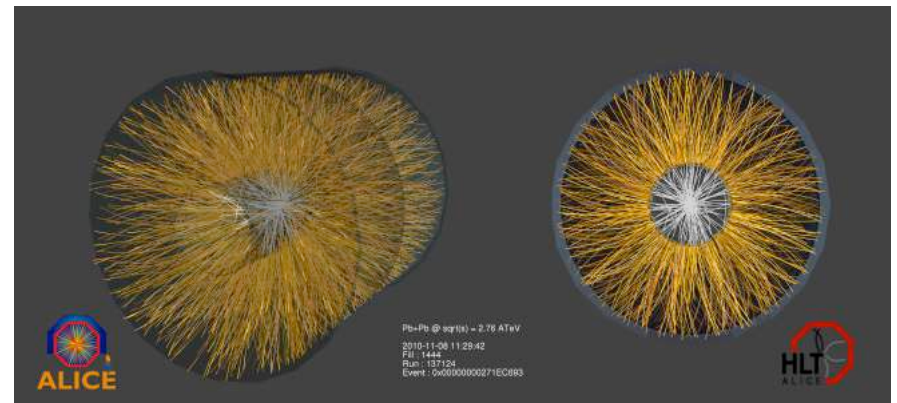
ALICE detektor



MRF10 Részecskék kölcsönhatása az anyaggal, detektorok

ALICE TPC

- Fő nyomkövető detektor, dE/dx részecske azonosítás
- Óriási töltött részecske sűrűség
- Kiolvasás: 100 Hz (Pb-Pb), 1 kHz (p-p)
- 90 m³ térfogat, 90% Ne / 10% CO₂ keverék (+5% N₂)
- 400 V/cm drift tér (<10⁻⁴ disztorció), <100 μ s drift idő
- 560k kiolvasó lap (159 sorban), <10⁻⁴ ion visszafolyás



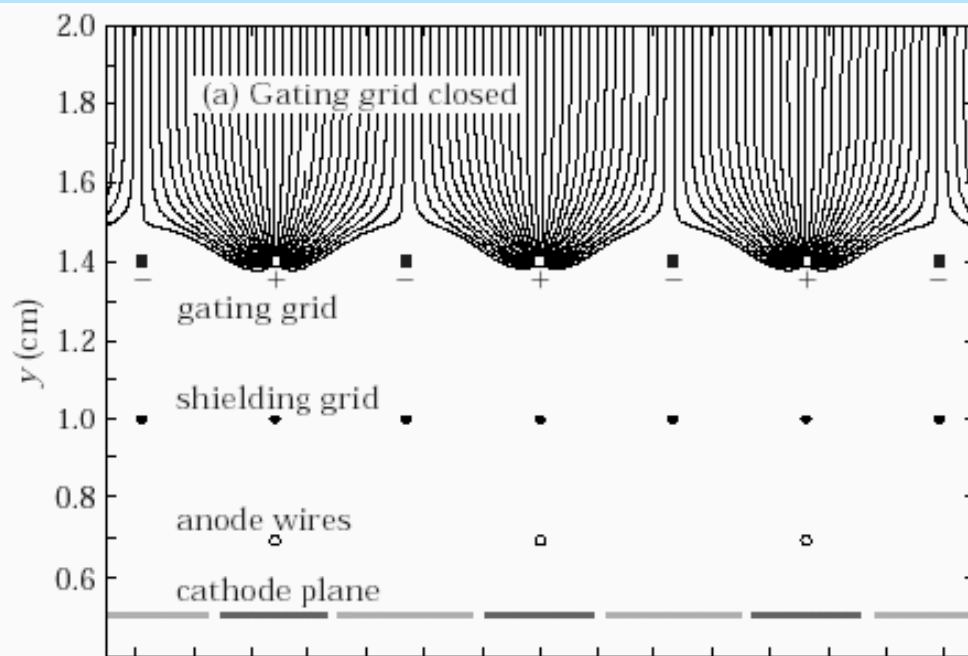
Pad sizes:
 4 x 7.5 mm²
 6 x 10 mm²
 6 x 15 mm²



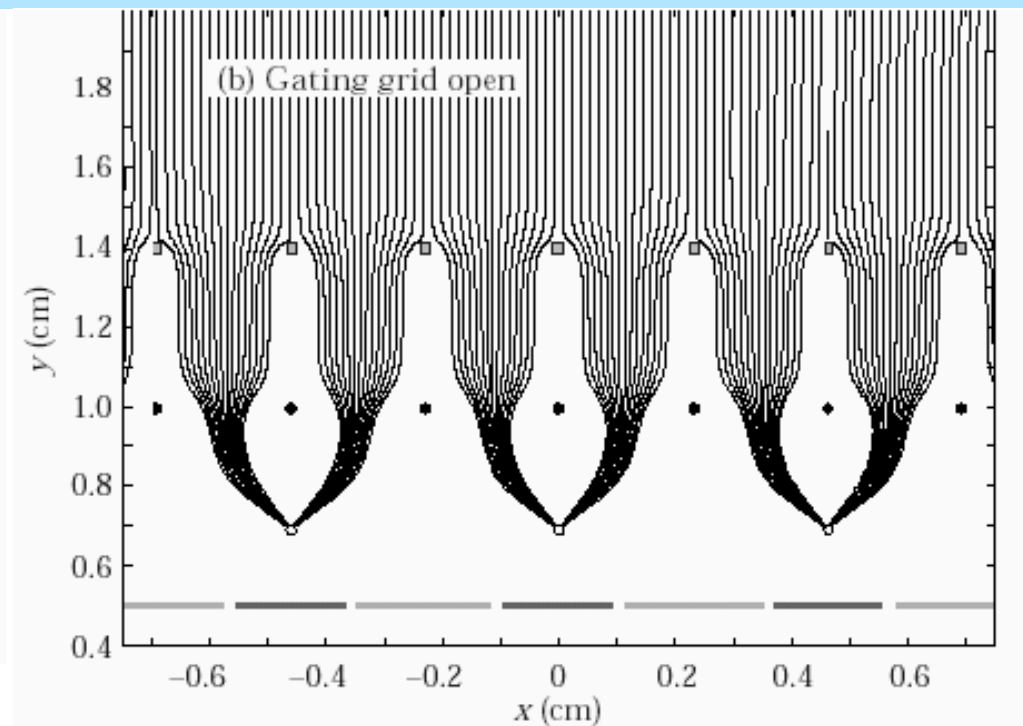
Pad side of an inner readout chamber, showing the segmentation into small pads and the wire grids on top

Time Projection Chamber

- hosszú drift, sok anódos proporcionális sík
- háromdimenziós információ (a harmadik az idő)
- a driftiránnyal párhuzamos mágneses tér lenyomja a diffúziót ($\sigma = \sqrt{2Dt}$)
 $D(B)/D(0) = \frac{1}{1+\omega^2\tau^2}$, ahol $\omega = eB/mc$ ciklotron frekvencia, τ az ütközések közötti átlagos idő
- a részecske útjának sokszoros rögzítése, energiaveszteség mérése
- impulzusmérés mágneses térben + $dE/dx \rightarrow$ kiváló részecskeazonosítás
- gázzal töltött, 1-2 m drifthossz, nagyfeszültségű tér váza
- jelformálás és -feldolgozás analóg eszközökkel vagy flash ADC-kkel
- kiváló minta-felismerés, nyom-azonosítás és részecskeazonosítás!



Zárva



Nyitva

- amíg a kapu zárva, a driftelő elektronokat a kapuzó rács gyűjti össze az árnyékoló rács zárja le a drift régiót
- a trigger megérkezése után az elektronok áthaladnak a kapuzó rácson, sokszorozódnak az anódszálaknál
- a lavinákban keletkezett pozitív ionokat jól szegmentált katódlapok detektálják: pontos mérések
- a lassú pozitív ionokat a kapuzó rács ismételt bezárása gátolja meg abban, hogy a drift régióba jussanak

TPC - részecskeazonosítás

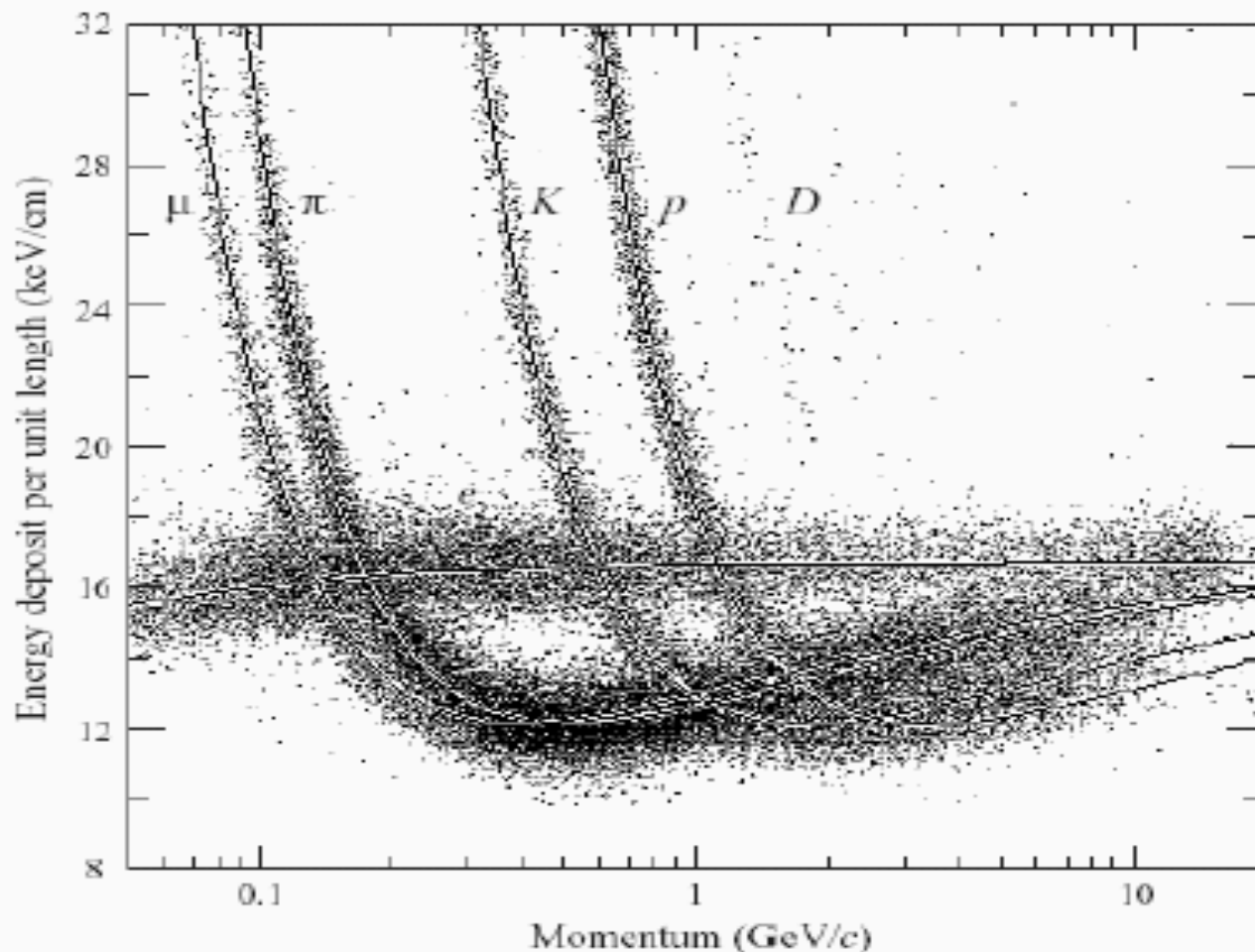
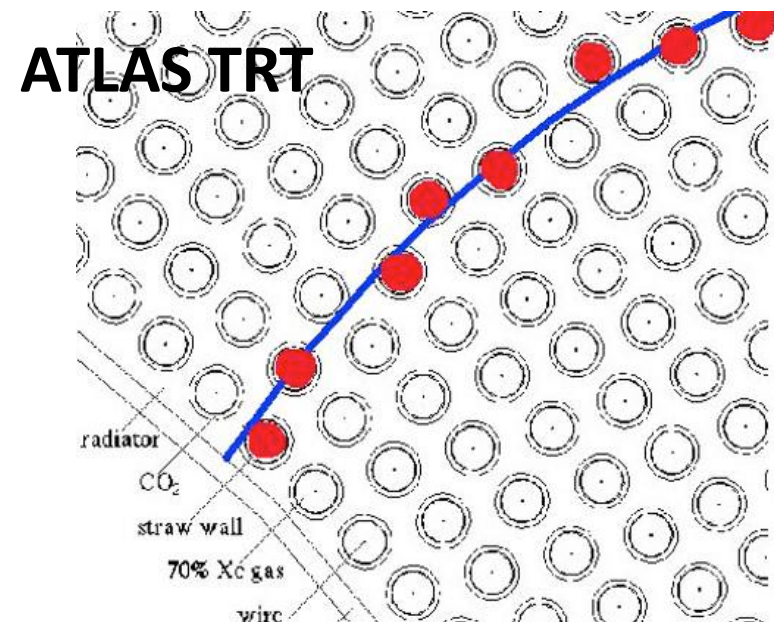
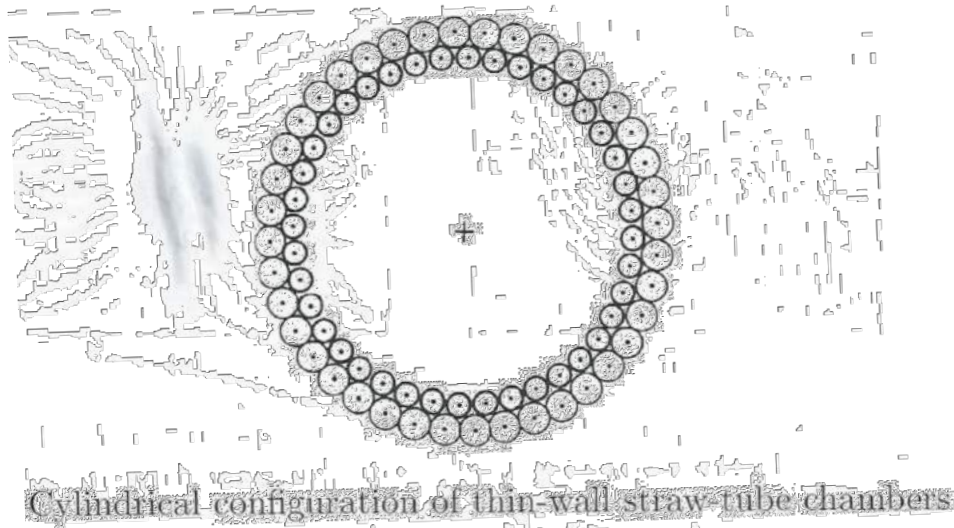


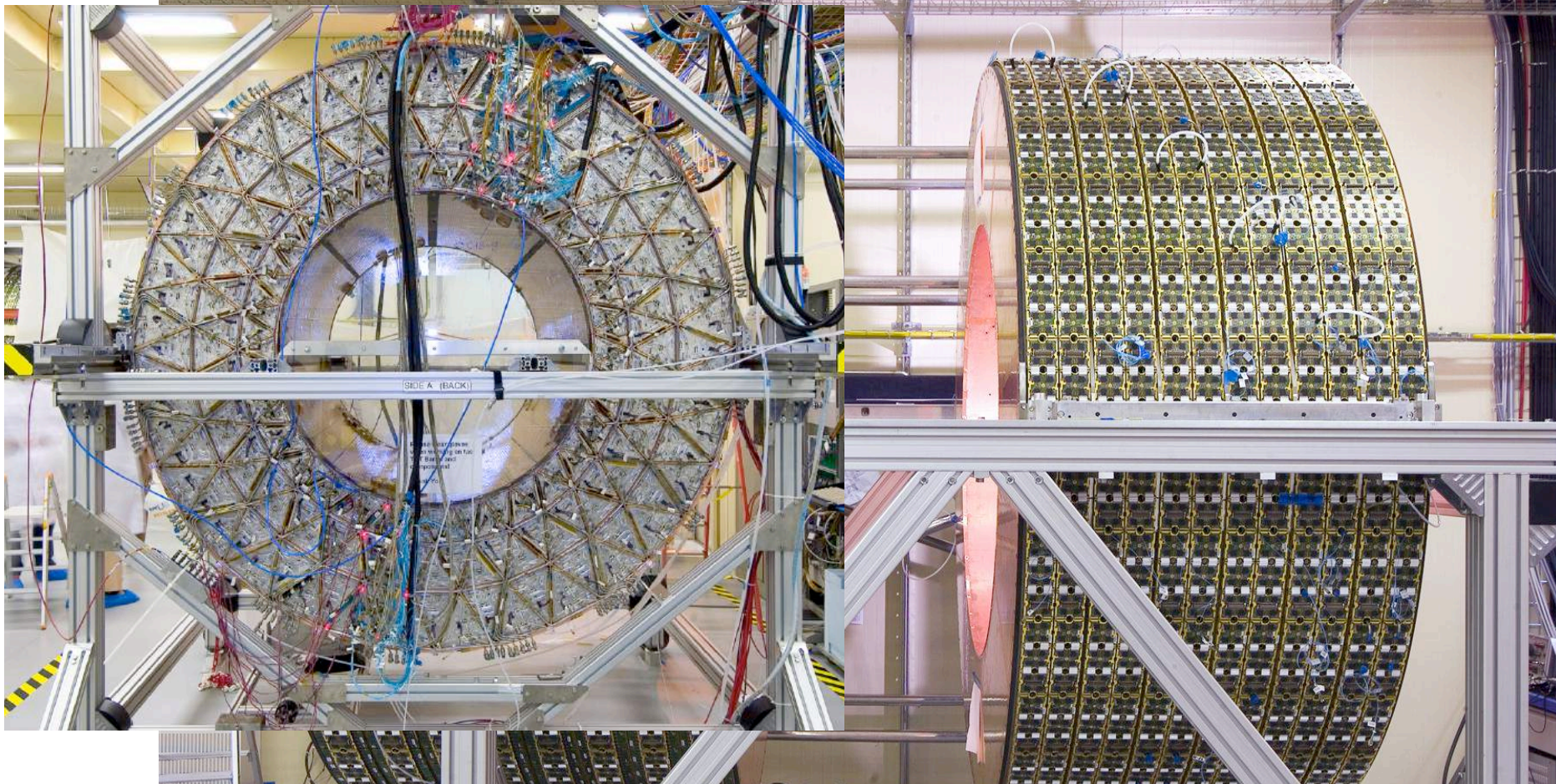
Figure 28.5: PEP4/9-TPC energy-deposit measurements (185 samples @8.5 atm Ar-CH₄ 80-20%) in multihadron events. The electrons reach a Fermi plateau value of 1.4 times the most probably energy deposit at minimum ionization. Muons from pion decays are separated from pions at low momentum; π/K are separated over all momenta except in the cross-over region. (Low-momentum protons and deuterons originate from hadron-nucleus collisions in inner materials such as the beam pipe.)

Straw-tube kamrák

- Hengeres MWPC-ket straw (szalmaszál?) kamrák rétegeiből is felépíthetünk
- Vékony alumíniummal bevont mylar poliészter fóliából
- Általában túlnyomás alatt működtetve
- Csövek $\varnothing \sim 5\text{-}10\text{ mm} \rightarrow 30\ \mu\text{m}$ felbontás
- Régebben vertex detektorként használták
- Nagy ütközési frekvenciákra is alkalmas (kis átmérőjű csövekben az érzelő szálak izoláltak saját gáztérfogatukban)
- Minimalizálja a száltörés hatását (csak a sérült csőre)
Hagyományos hengeres kamrákban nagy detektor részek válnak használhatatlanná
- Kis drift távolság
 \rightarrow erős mágneses térben is alkalmazható



ATLAS TRT



TRT

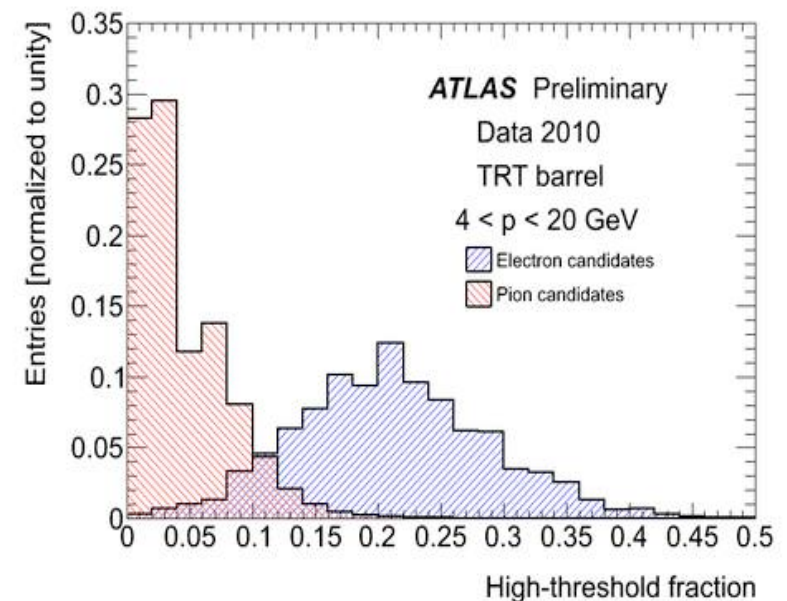
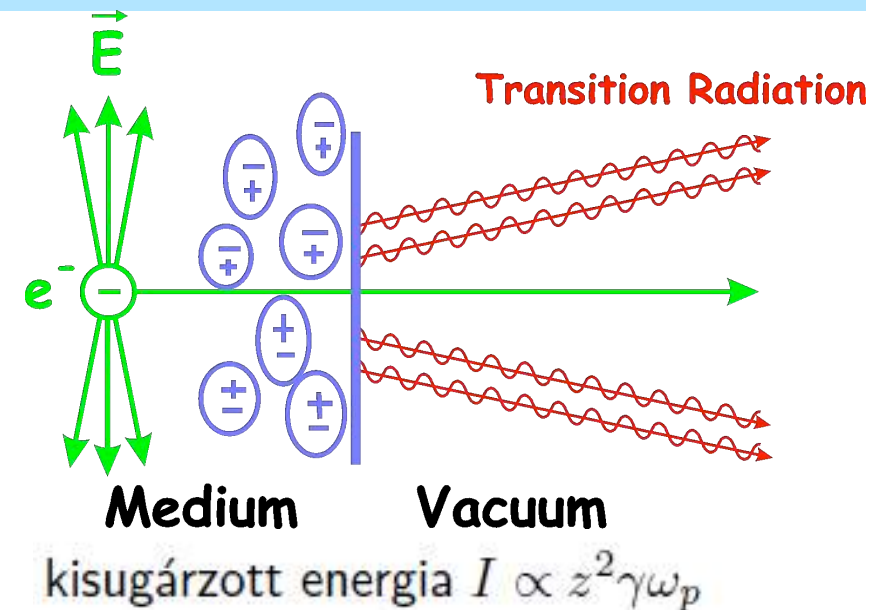
Overall envelope	$554 < R < 1082$ (barrel)	$0 < z < 780$
	$617 < R < 1106$ (end-cap)	$827 < z < 2744$
73 straw planes	Sensitive barrel	$563 < R < 1066$
160 straw planes	Sensitive end-cap	$644 < R < 1004$
		$848 < z < 2710$

Átmeneti sugárzás detektorok (transition radiation, TRD)

- Átmeneti sugárzás: dielektromos állandó hirtelen lokális változása miatti koherens \sim keV energiájú (röntgen) sugárzás
- Részecske két különböző anyag (vákuum és anyag) közti határon halad át
- Leadott energia arányos a részecske Lorentz-faktorával (lásd óra elején)
- Sok réteget alkalmaznak (sok sugárzás)
- **Felhasználás:** részecske-azonosítás relativisztikus részecskénél, tipikusan elektron-pion szétválasztás

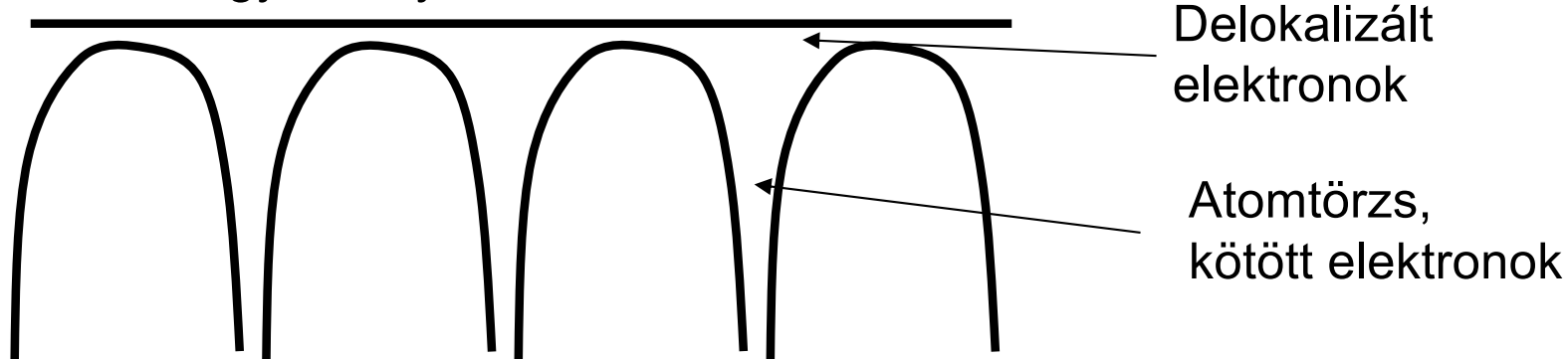
ATLAS:

- Xe gáz (magas Z , magas foton abszorpció $\propto Z^5$)
- 15 μm poli-propilén “radiátor” rétegek (kis rendszámú sugárzó anyag, hogy a TR fotonok átjussak az anyagon)
- Tipikus TR foton energia \sim 8-10 keV
- MIP által leadott energia \sim 2 keV



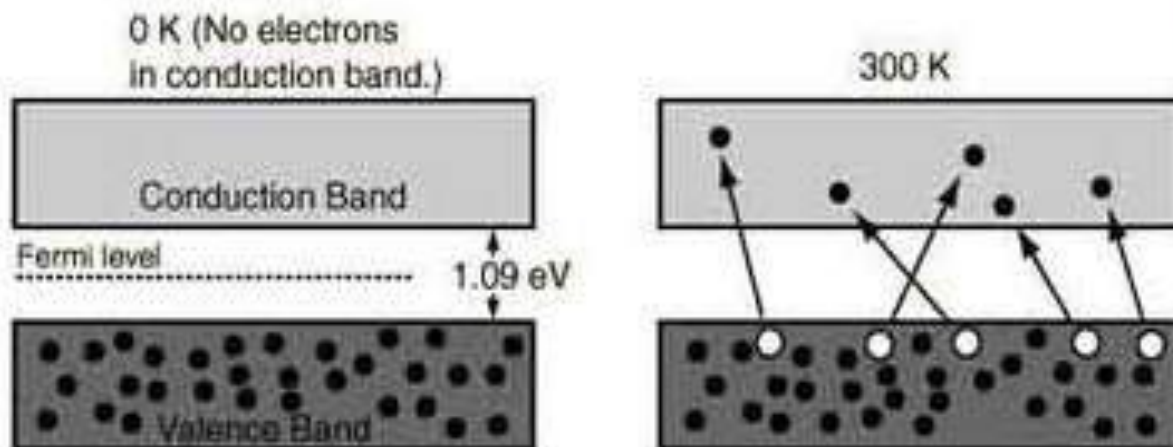
Félvezető detektorok

Potenciál egykristályban:



Elektronok hullámfüggvénye sok atomtörzsre kiterjed
Nagyon sok energiaszint → energiasáv
Kristályrács → sáv szerkezet.

Félvezetőknél speciális sáv szerkezet:



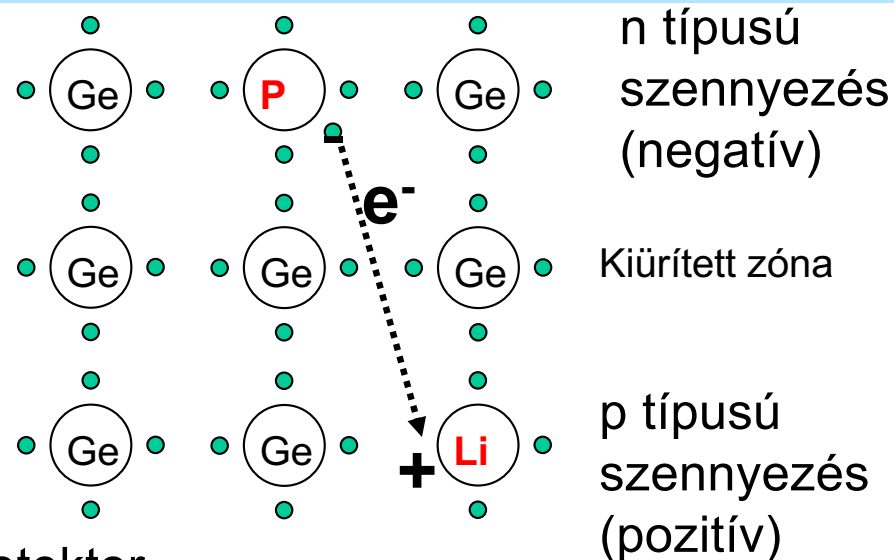
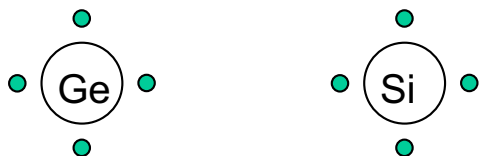
Vezetési sáv (szabad mozgás)

$E_{\text{gap}} \approx 1 \text{ eV}$ Szigetelő: $E_{\text{gap}} \approx 30 \text{ eV}$
Fém: $E_{\text{gap}} < 0$

Vegyérték sáv

Félvezető detektorok

Lítiumot belediffundálnak: Ge(Li), Si(Li)



Újabb technika:

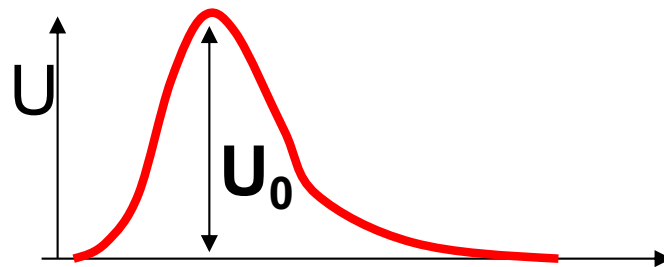
HPGe: nagyon tiszta germánium (high purity)

Ge: nagyobb rendszám, jobb foton (gamma) detektor

Hűteni kell folyékony nitrogénnel (hőmozgás csökkentése)

Beérkező gamma-foton kilök egy elektront (Compton, fotoeffektus), az elektron ionizál amíg el nem fogy az energiája, elektron-lyuk párok keletkeznek, amik a rákapcsolt feszültség (néhány kV) hatására kimennek az elektródákra.

Jel:

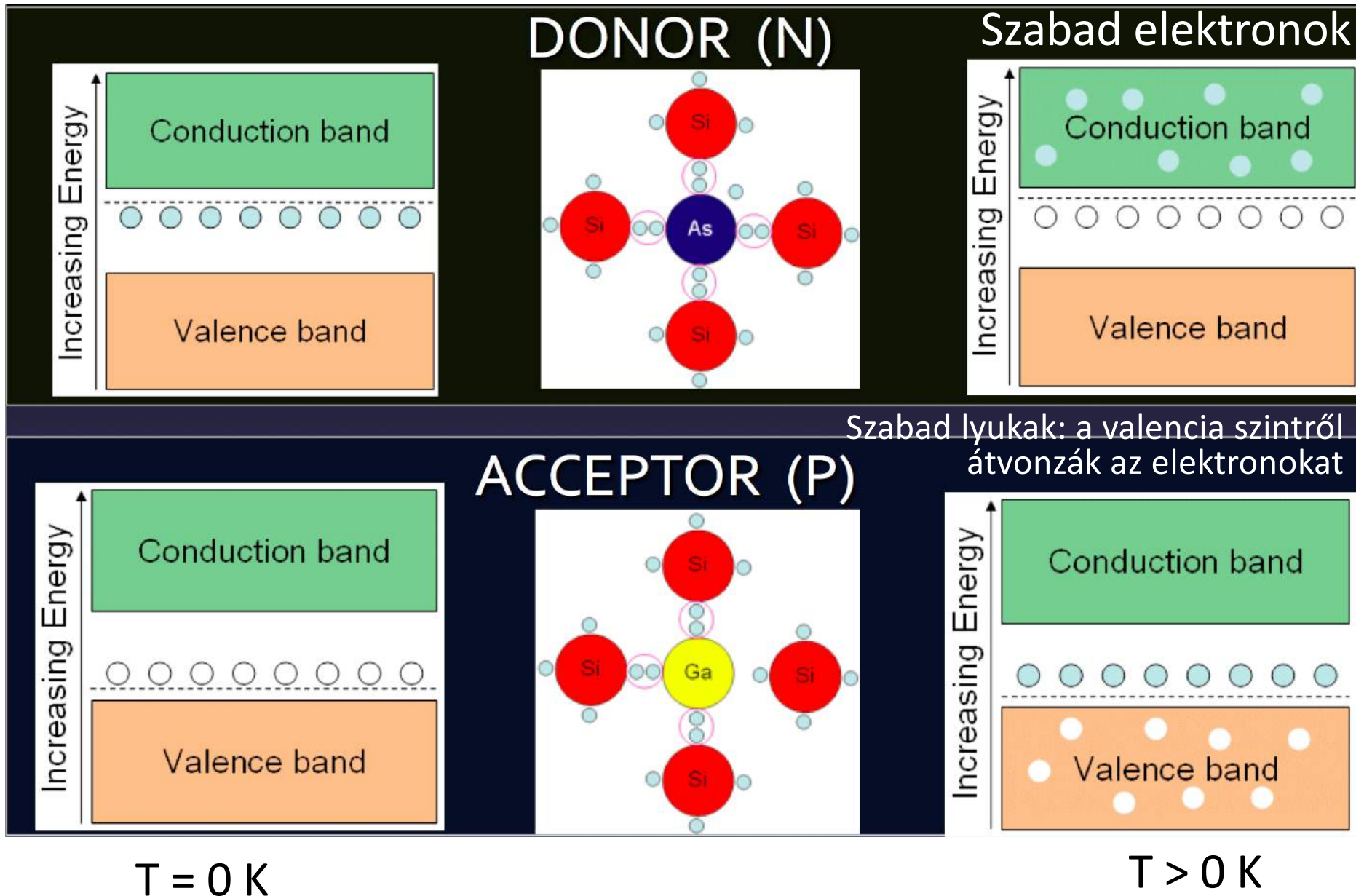


$$U_0 \sim N_{e^-} \sim E_{\text{detektált}}$$

Amplitúdó-analizátor: osztályozza, hisztogramozza a jeleket nagyság szerint.

Szennyezett félvezetők

$V_C - V_V \sim 1 \text{ eV}$
 n-típusú: $V_C - V_D \sim 0.05 \text{ eV}$
 p-típusú: $V_A - V_V \sim 0.05 \text{ eV}$



p-n junction

Tértöltés alakul ki.

A depletion (kiürített) rétegben kevés a szabad töltéshordozó.

Külső tér alkalmazása nélkül kialakul egy kontakt (érintési) potenciál, tipikusan 0.5 V.

Diódként viselkedik: az egyik irányban az áramot átengedi, míg a másik irányban nem

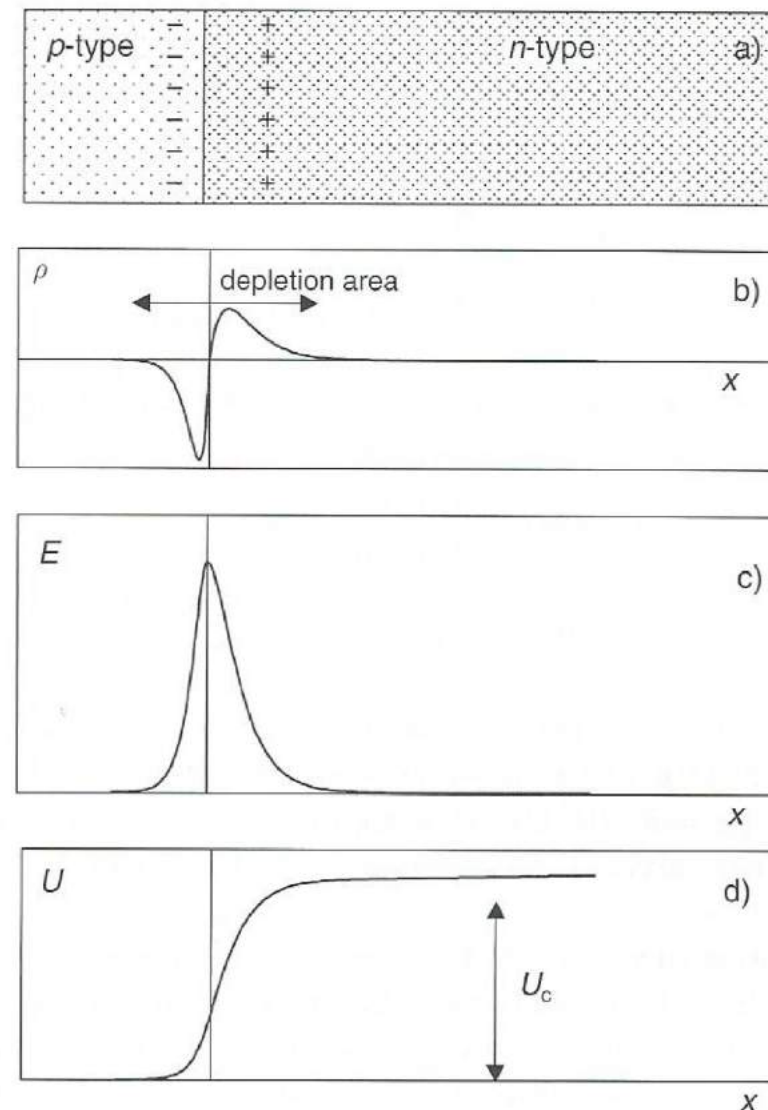
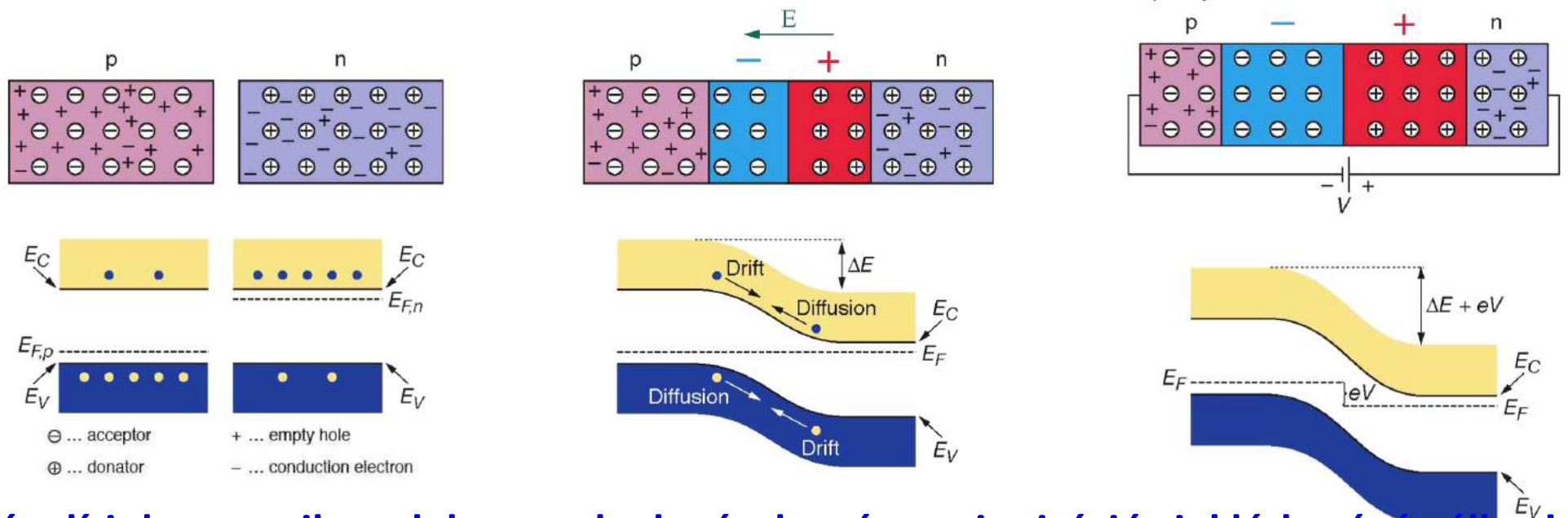


Fig. 5.18. (a) Working principle of a *pn* semiconductor counter; (b) space-charge distribution including all kinds of charge carriers: free electrons and holes, fixed positive non-compensating ions, electrons captured at acceptor levels; (c) electric field; (d) potential distribution. When no external voltage is applied, the maximum potential is equal to the contact voltage U_c .

Reverse bias (záróirányú előfeszítés)

- Feszültséget kötve a p-n átmenet (junction) két végére a kiürített réteg megnövelhető
- A potenciál gát eV -vel megnő
- A diffúzió a csatlakozáson át lecsökken
- Az áram (leakage current) igen kicsi
- Ez a félvezető detektorok működési módja!



Eltávolítjuk a termikus elektron – lyuk párokat, így az ionizációs jel láthatóvá válhat!

Félvezető (szilícium) detektorok

- Ionizációs kamra elve
- Záróirányú előfeszítés (reverse bias) → széles kiürített zóna
- A beeső töltött részecske electron – lyuk párokat kelt
- A töltéshordozók mozognak az elektromos térben
- Ez a mozgás áramot kelt a külső kiolvasó áramkörben
- Az áram felerősíthető és észlelhető

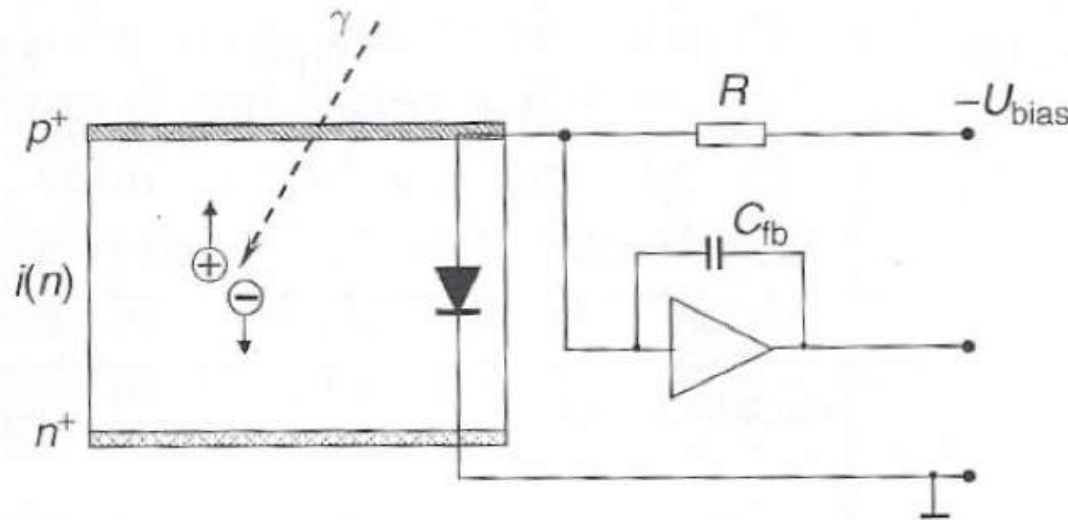
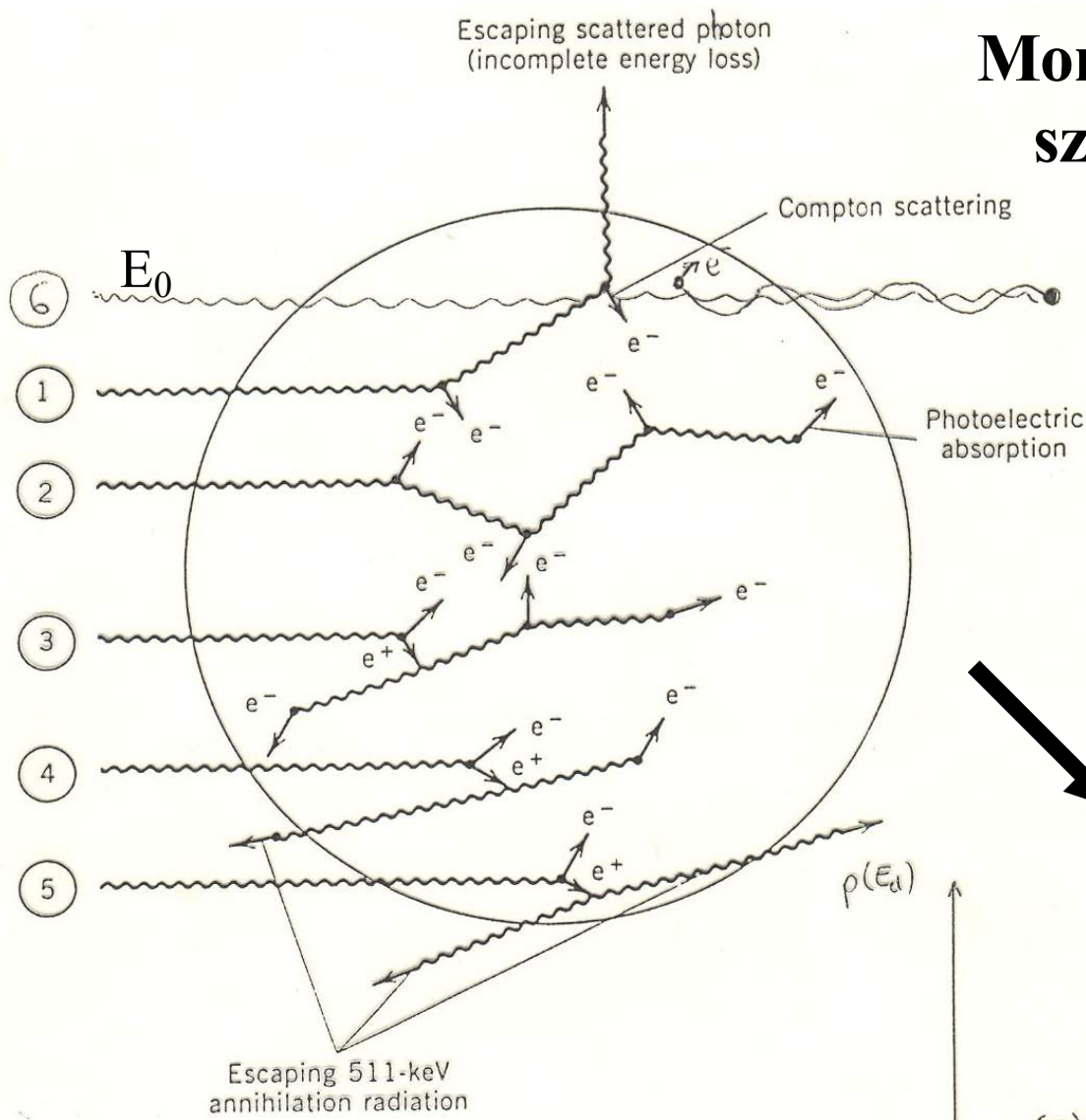


Fig. 5.19. Principle of construction of a *p-i-n* solid state detector along with its readout by a charge-sensitive preamplifier.

Monoenergiás gamma-spektrum szerkezete, elemi folyamatok

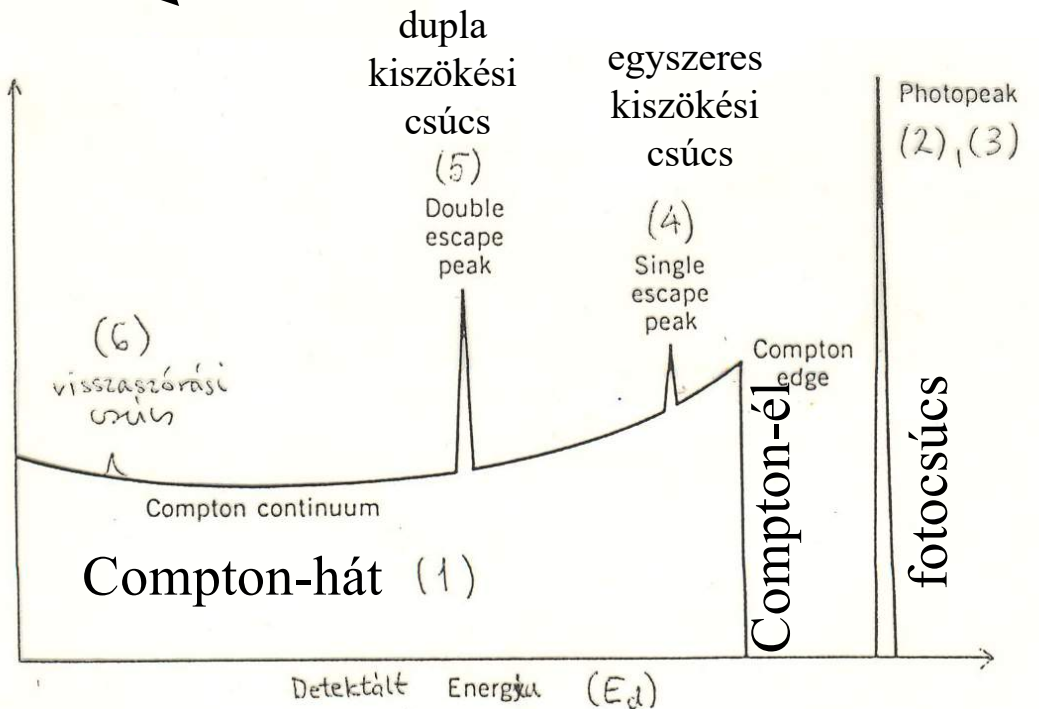


visszaszóródás
külső elektrontól

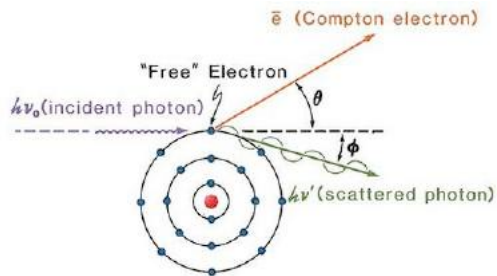
Példák lehetséges
folyamatokra:

- 0) $E_d = E_0$ Fotoeffektus
- 1) $E_d < E_0$ Compton-effektus(ok),
utána kiszökés
- 2) $E_d = E_0$ Compton-effektusok sorozata
- 3) $E_d = E_0$ Párkeltés, annihiláció,
Compton, foto

- 4) $E_d = E_0 - 511\text{keV}$ Párkeltés, annihiláció,
kiszökés
- 5) $E_d = E_0 - 1022\text{keV}$ Párkeltés, annihiláció,
kiszökés
- 6) $E_d < E_0$ Visszaszórás, fotoeffektus



Mért energia spektrum



Foton visszaverődik a környező anyagról Compton szórással majd Elnyelődik a detektorban: visszaszóródási csúcs

Foton Compton-szóródik a szcintillátorban: Compton hát

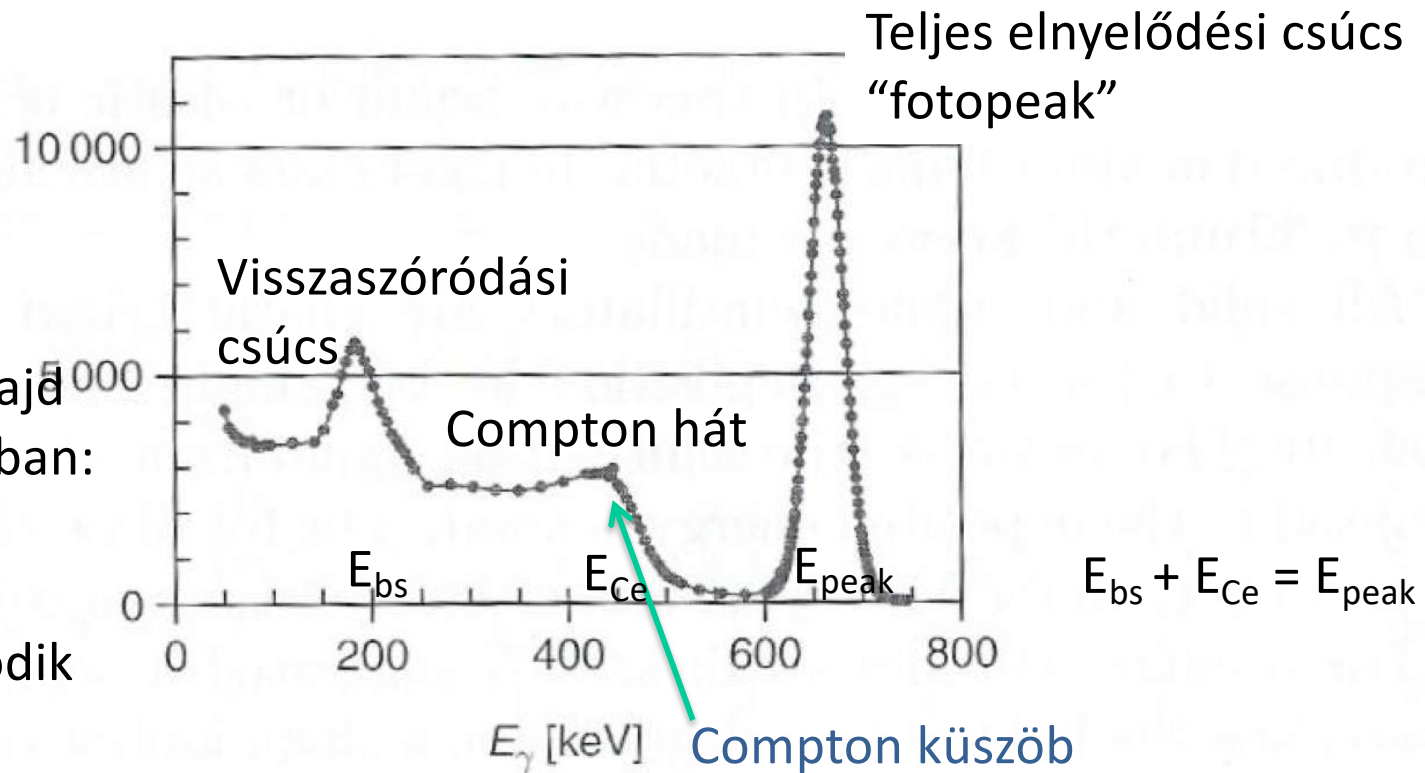
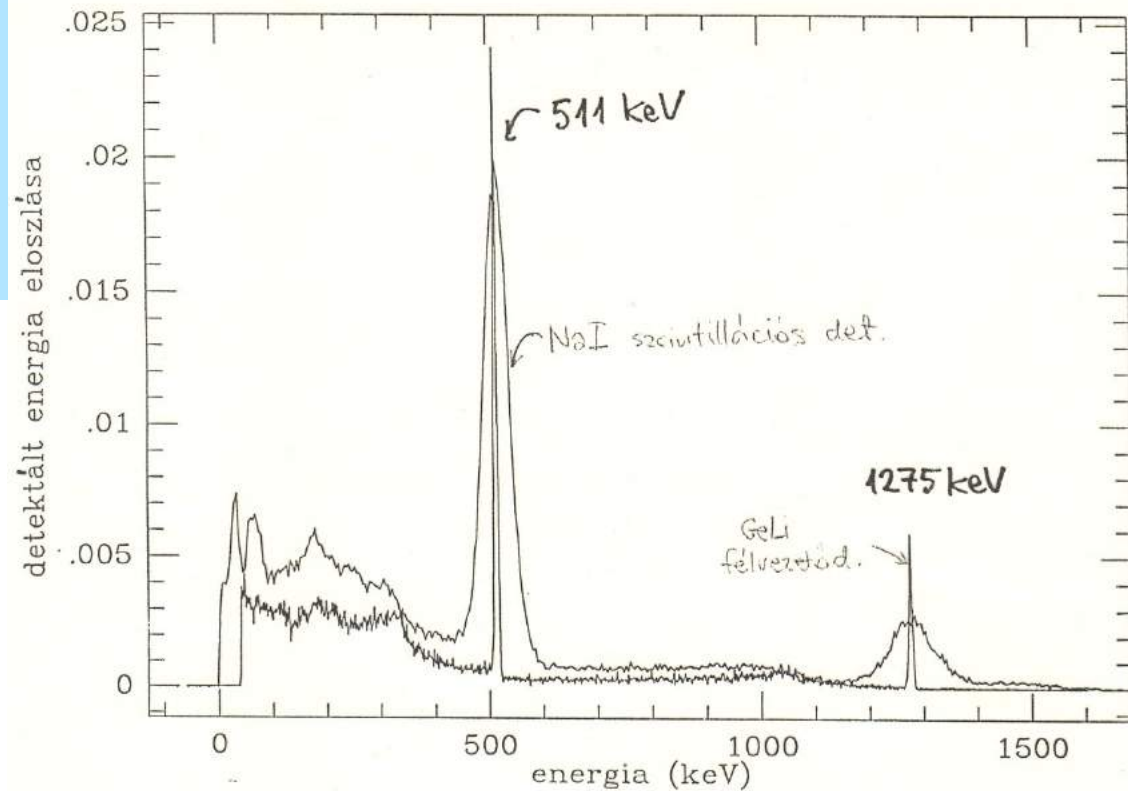
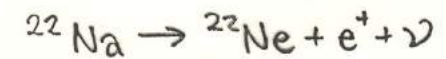
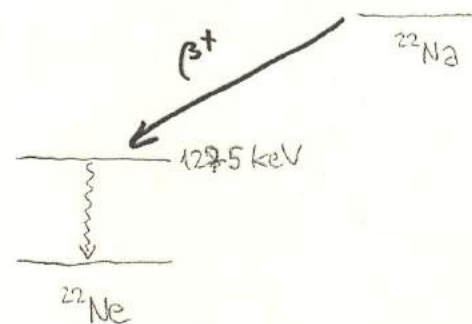


Fig. 5.26. Energy spectrum measured with a CsI(Tl) counter exposed to 662 keV γ rays from a ^{137}Cs radioactive source. The crystal of dimension $2 \cdot 2 \cdot 2 \text{ cm}^3$ is viewed by a 1 cm^2 silicon photodiode. The energy resolution, FWHM/E_γ , is about 6%.

A foton spektrum



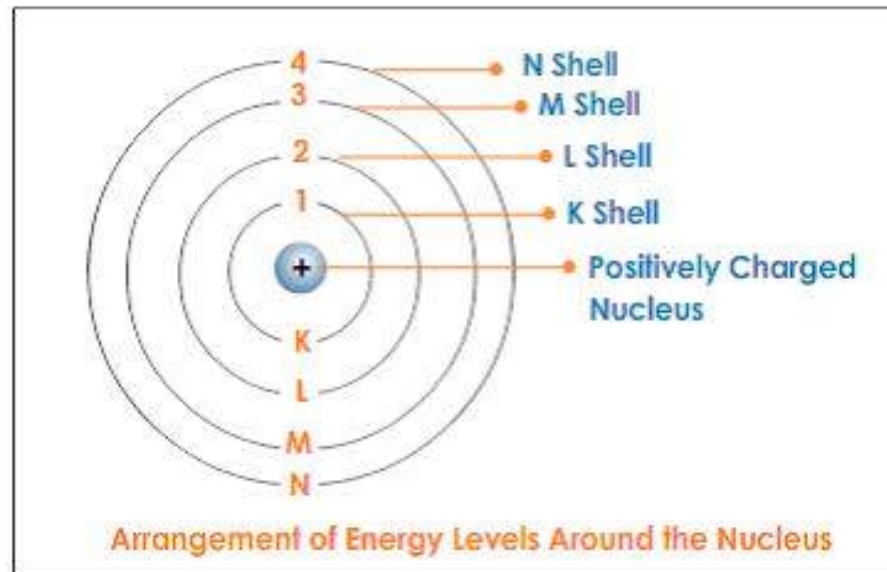
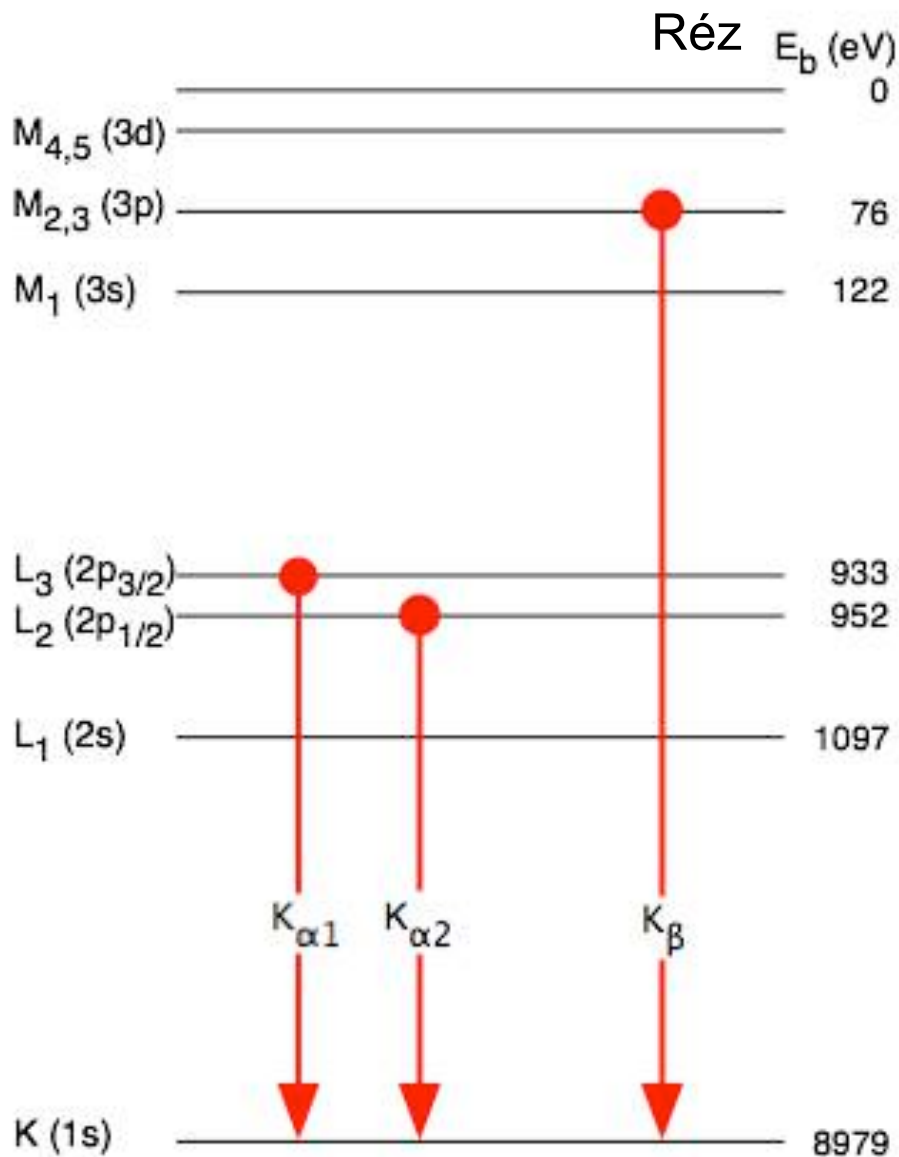
^{22}Na forrás spektruma $\left\langle \begin{matrix} \text{GeLi} \\ \text{NaI} \end{matrix} \right\rangle$ detektorokkal



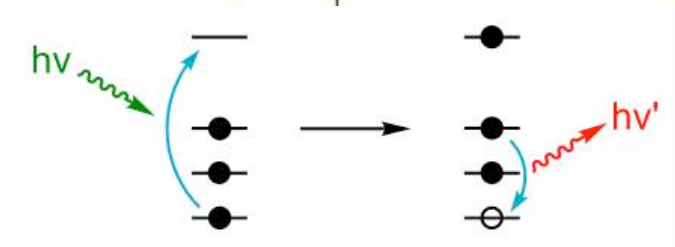
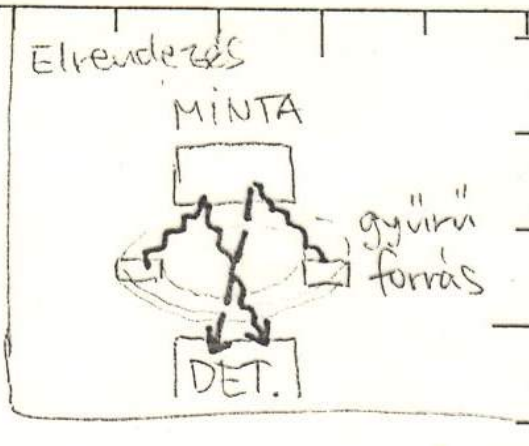
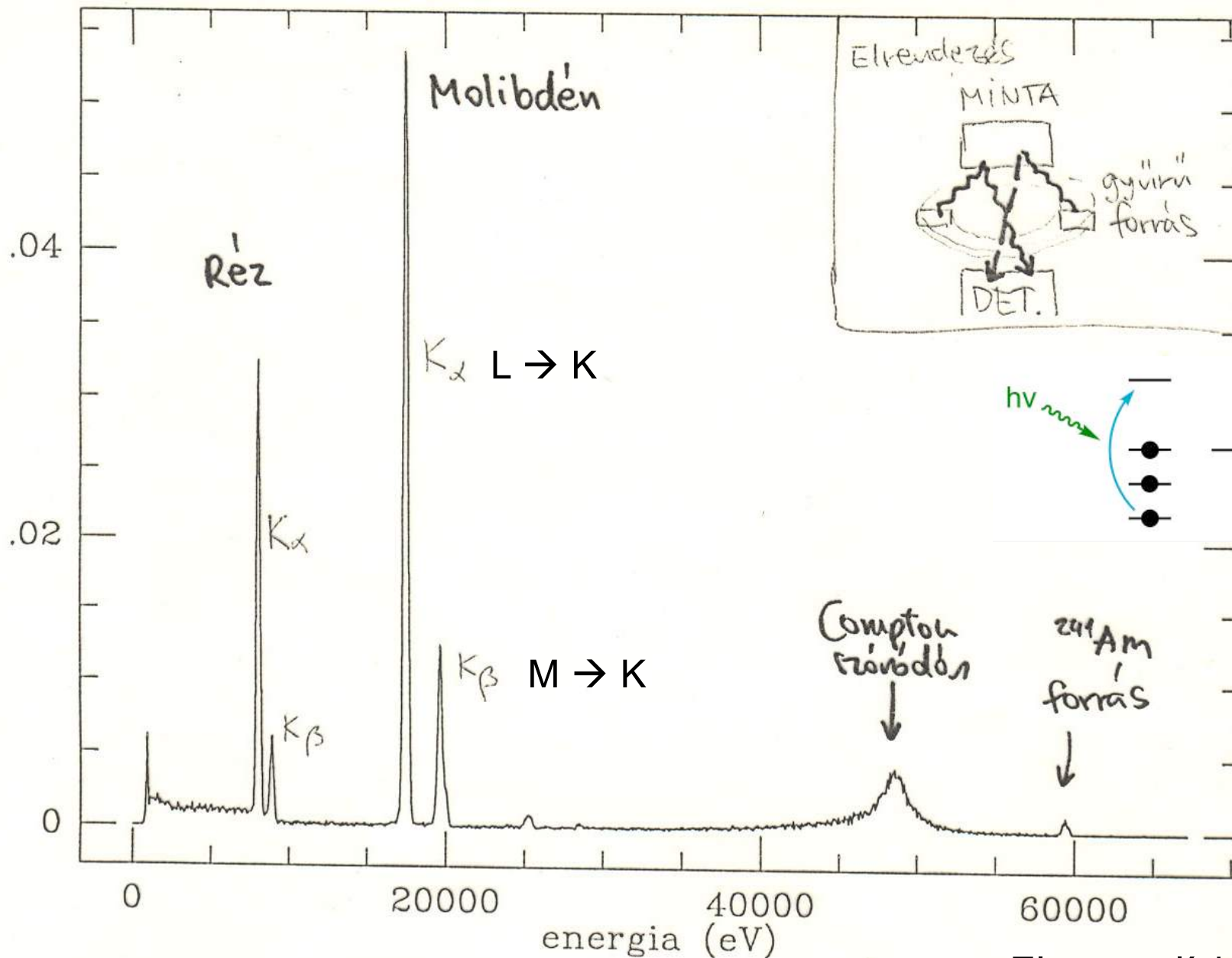
ANNIHILÁCIÓ

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad E_\gamma = 511 \text{ keV} = m_e c^2$$

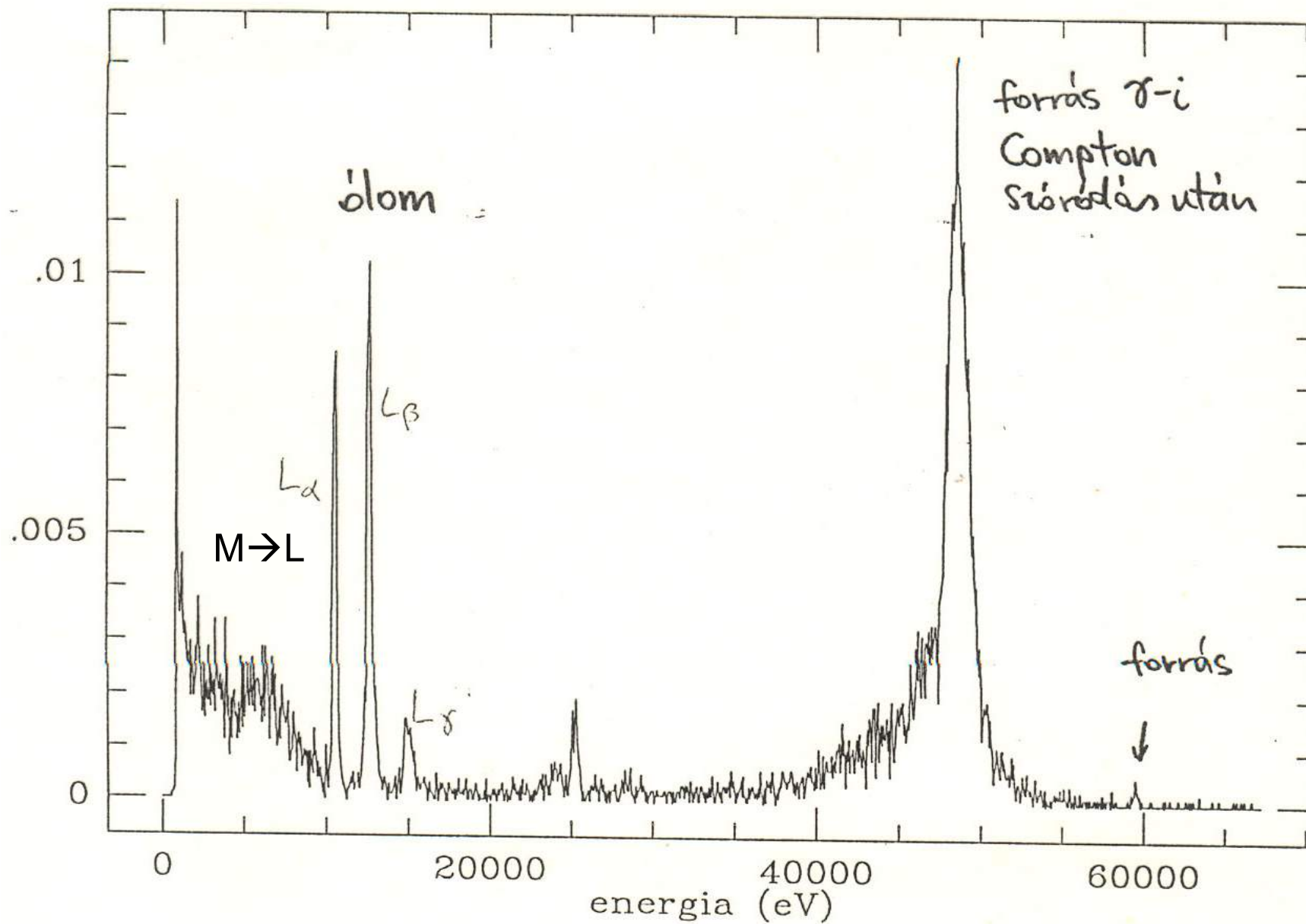
Karakterisztikus röntgen sugárzás



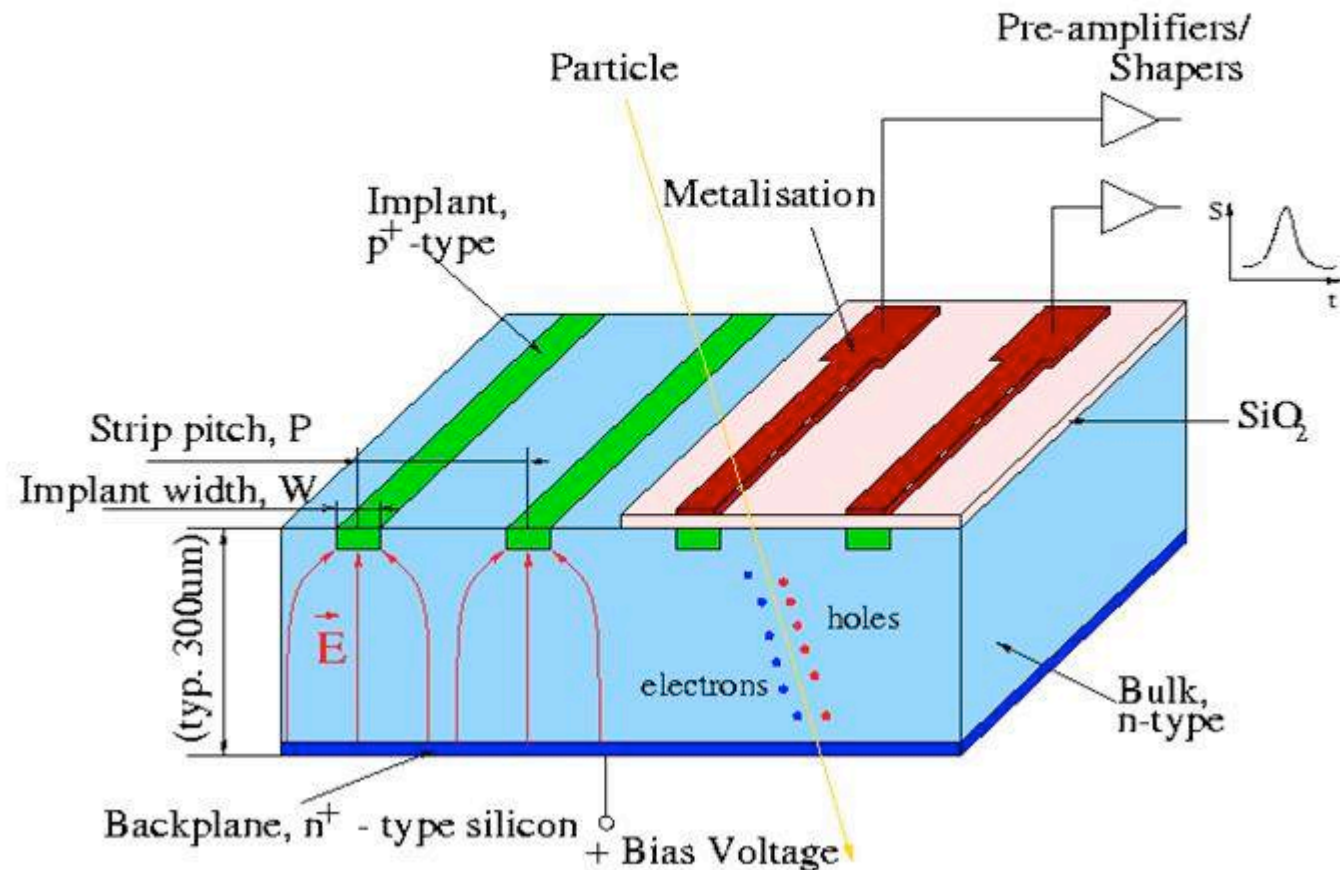
TIPIKUS RFA SPEKTRUMOK Si(Li) detektorral



Elem analízis, kémiai analízis

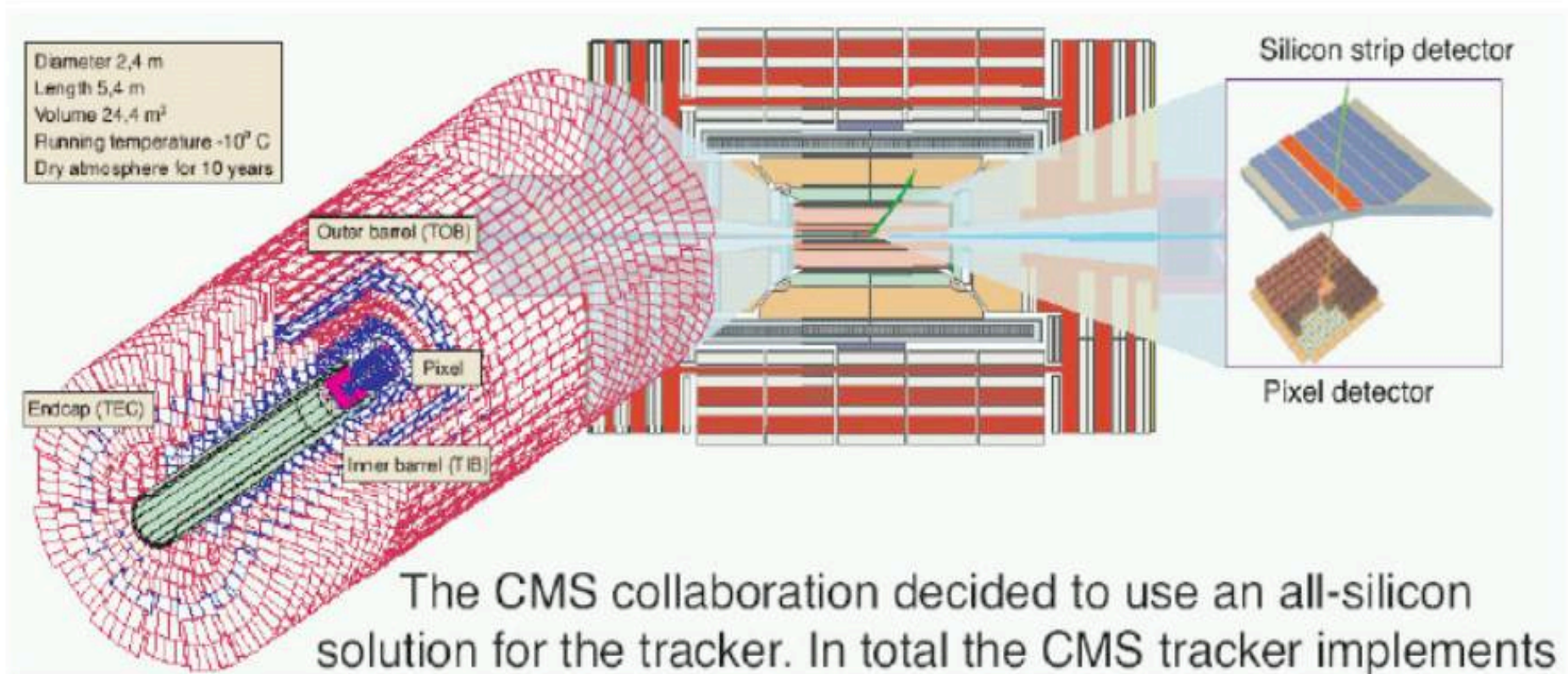


Félvezető nyomkövető detektorok



- kulcsfontosságú: nagyfelbontású vertex és nyomkövető detektorokhoz, használják fotodetektorként szcintillátorokhoz is
- anyagok: szilícium, germánium, gallium-arszenid, gyémánt
- kis sűrűsége és kis ionizálása miatt megfelelő nagyságú jelek 100-300 μm vastagsággal elérhetők, gyors jelek $\mathcal{O}(10 \text{ ns})$
kis zajú elektronika

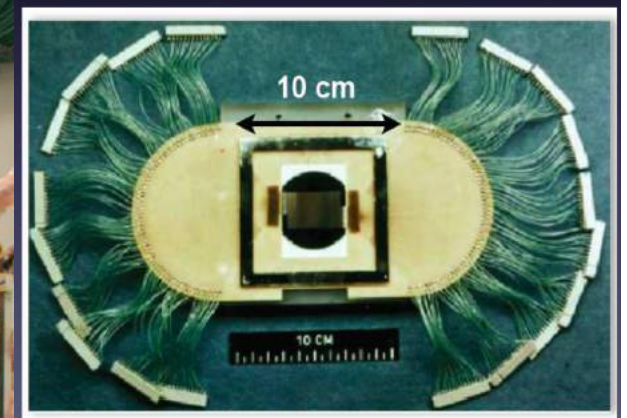
CMS szilícium nyomkövető rendszer



Pixelek: 66 millió pixel, 25 ns exponálási idő

Félvezető detektorok fejlődése

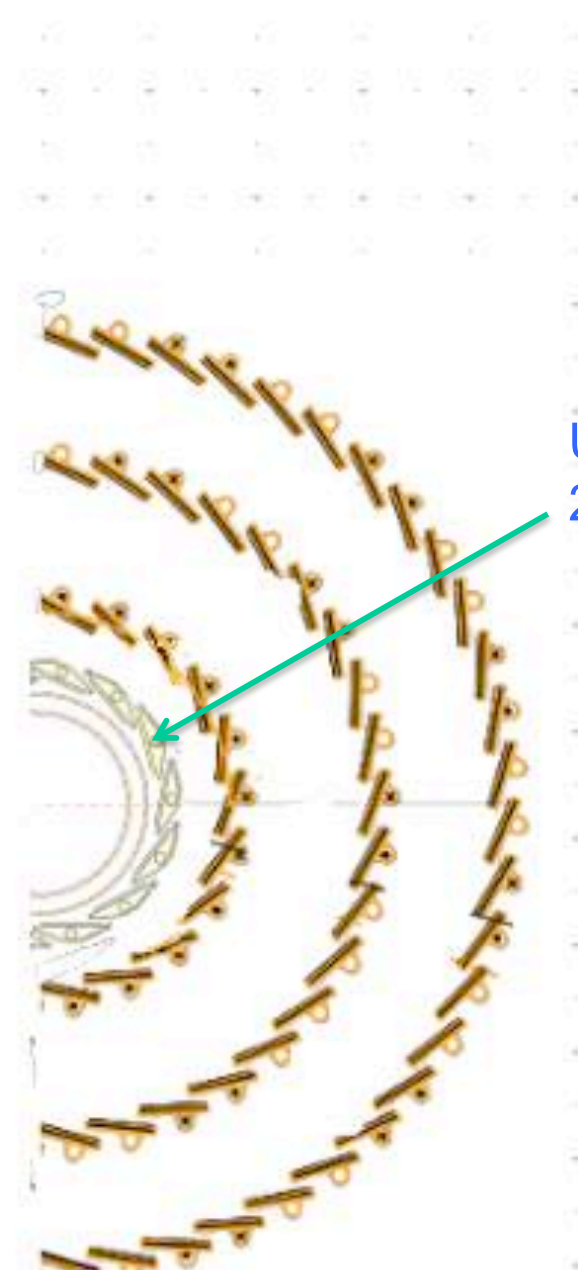
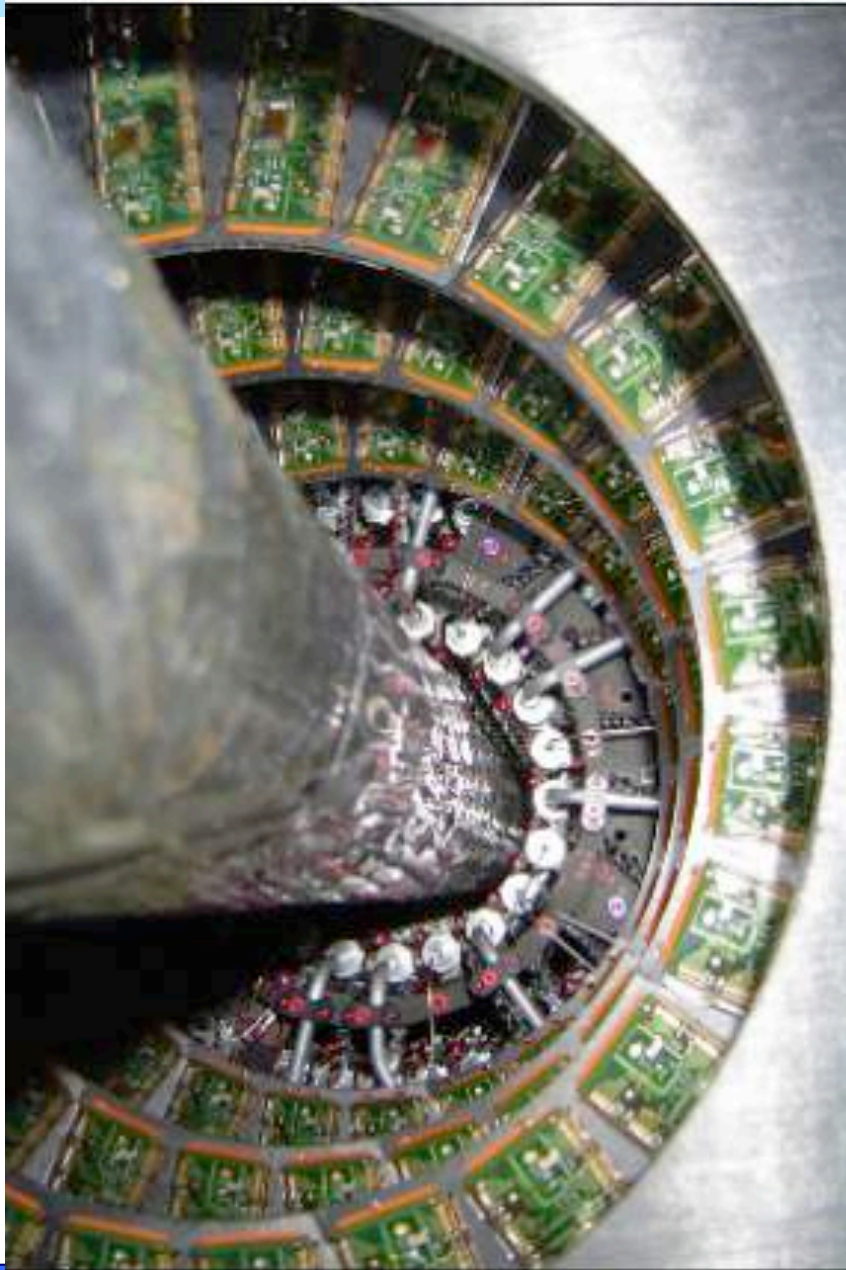
CMS
(2009)



NA11 (1981)

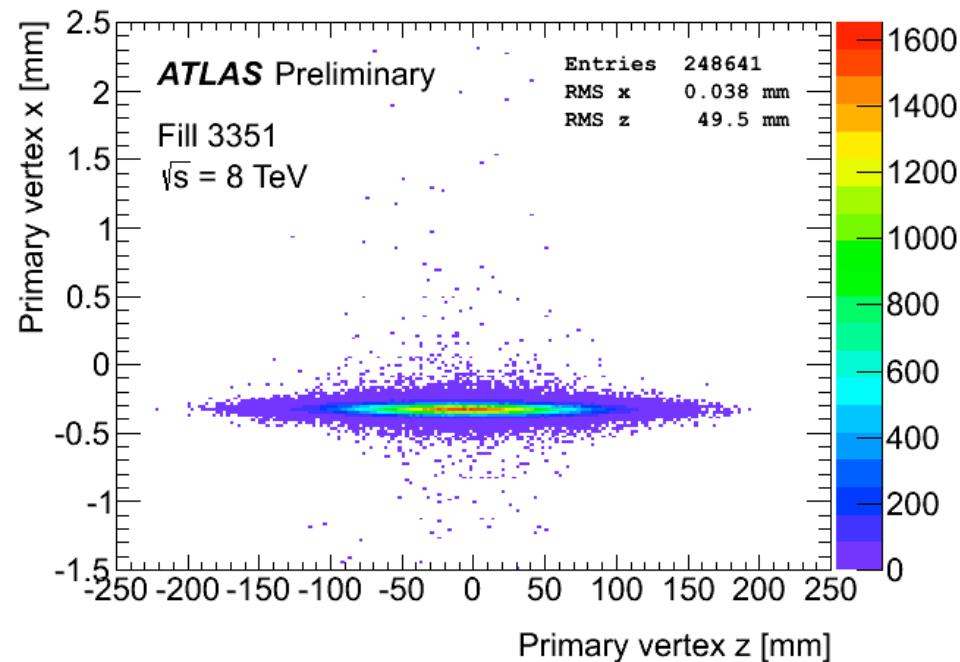
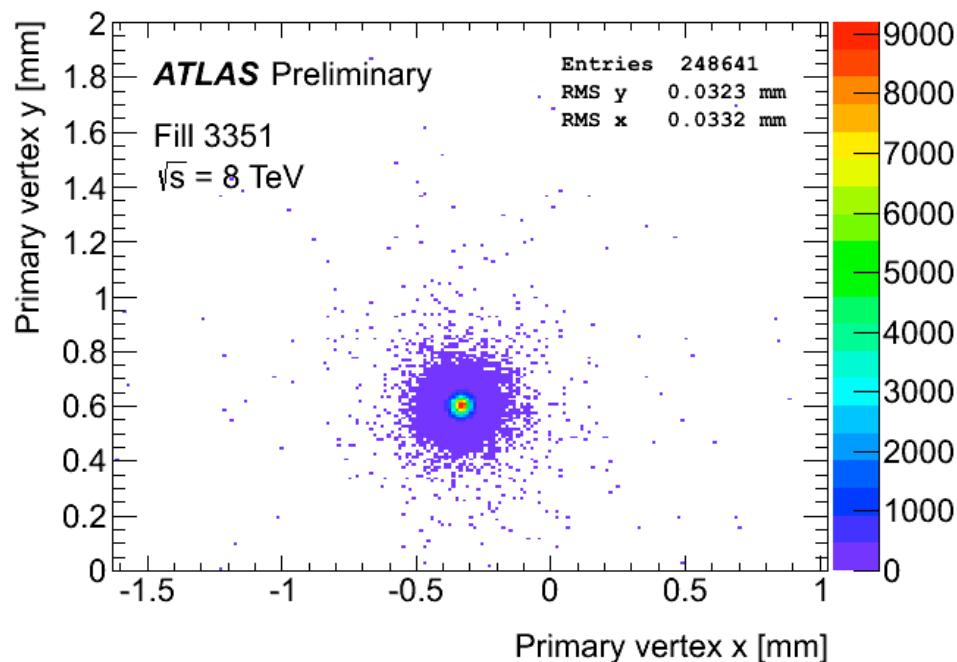
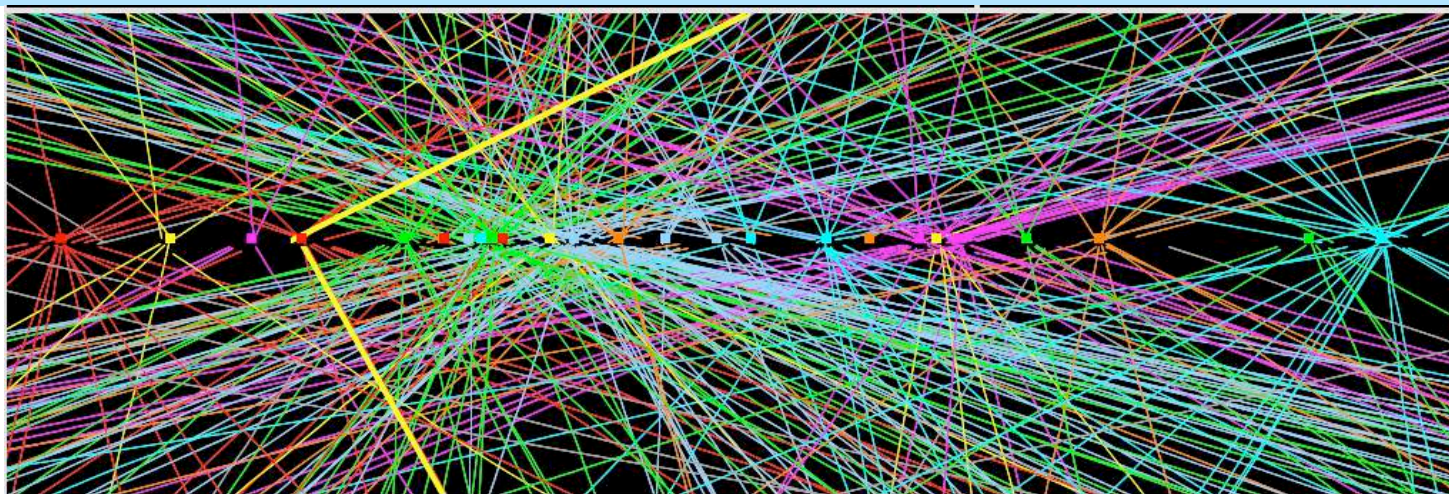
OPAL
(1991)

ATLAS Pixel detektor



Új 4. réteg
2015-ben

LHC beam spot size (nyáláb csomag méret)



Nyomkövető detektorok felbontása

Table 33.1: Typical resolutions and deadtimes of common charged particle detectors. Revised November 2011.

Detector Type	Intrinsic Spatial Resolution (rms) without multiple scattering	Time Resolution	Dead Time
Resistive plate chamber	$\lesssim 10$ mm	1–2 ns	—
Streamer chamber	$300 \mu\text{m}^a$	$2 \mu\text{s}$	100 ms
Liquid argon drift [7]	$\sim 175\text{--}450 \mu\text{m}$	~ 200 ns	$\sim 2 \mu\text{s}$
Scintillation tracker	$\sim 100 \mu\text{m}$	$100 \text{ ps}/n^b$	10 ns
Bubble chamber	$10\text{--}150 \mu\text{m}$	1 ms	50 ms^c
Proportional chamber	$50\text{--}100 \mu\text{m}^d$	2 ns	20–200 ns
Drift chamber	$50\text{--}100 \mu\text{m}$	2 ns^e	20–100 ns
Micro-pattern gas detectors	$30\text{--}40 \mu\text{m}$	< 10 ns	10–100 ns
Silicon strip	$\text{pitch}/(3 \text{ to } 7)^f$	few ns^g	$\lesssim 50 \text{ ns}^g$
Silicon pixel	$\lesssim 10 \mu\text{m}$	few ns^g	$\lesssim 50 \text{ ns}^g$
Emulsion	$1 \mu\text{m}$	—	—

Analóg kiolvasás jobb térbeli felbontást tesz lehetővé mint a digitális a szomszédos csatornákon leadott töltés mérésével

Tipikus gázdetektorok

Félvezető detektorok

^a $300 \mu\text{m}$ is for 1 mm pitch (wirespacing/ $\sqrt{12}$).

^b n = index of refraction.

^c Multiple pulsing time.

^d Delay line cathode readout can give $\pm 150 \mu\text{m}$ parallel to anode wire.

^e For two chambers.

^f The highest resolution (“7”) is obtained for small-pitch detectors ($\lesssim 25 \mu\text{m}$) with pulse-height-weighted center finding.

^g Limited by the readout electronics [8].

Házi feladatok #10

- Számítsuk ki, hogy egy 511 keV energiájú foton energiája mennyi lesz, miután Compton-szóródás során 90 fokkal megváltozik a haladási iránya! És ha 180 fokkal?
- Egy közeg törésmutatója 1,6. Ha egy részecske sebessége 150000 km/s illetve 200000 km/s létrehoz-e Cserenkov-sugárzást? Miért? Milyen szögben lép ki a sugárzás?
- Szét szeretnénk választani 1 GeV/c impulzusú töltött elektronokat, pionokat, kaonokat és protonokat Cherenkov-számlálók segítségével. Lehetséges-e ez? Milyen törésmutatójú anyagokból építsük a detektort? Milyen más technológiát alkalmazó detektor tudna segíteni a feladat teljes megoldásában?
- Milyen távolságra helyezzük a STOP számlálót egy 50 ps időfelbontású repülési időt mérő detektorban, ha maximum 2 GeV/c impulzusú töltött hadronokat szeretnénk szétválasztani?
- Értelmezzük a jobboldalon látható Na-22 gamma spektrumot. Milyen folyamatoknak felelnek meg a különböző csúcsok és egyéb karakterisztikus formák az eloszlásban? Vajon milyen detektor technológiát használtak a méréshez (félvezető, szcintillátor etc.)? Honnan találhatjuk ki ezt?

