Pozitron – teoretická předpověď

- Schrödingerova rovnice

= nerelativistická rovnice pro pohyb elektronu

$$\left[\frac{\hat{\boldsymbol{p}}^2}{2m} + V(\boldsymbol{x},t)\right]\psi(\boldsymbol{x},t) = i\hbar\frac{\partial\psi(\boldsymbol{x},t)}{\partial t}$$

$$\hat{\boldsymbol{p}}^2 = -\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial x^2} = -\hbar^2\nabla^2$$ (operátor hybnosti^2)

Není relativistická (kovariantní), je tedy použitelná jen pro rychlosti $v << c$, což ale neplatí např. pro e^- v těžších prvcích.

Teorie relativity: prostoročas, Lorentzova transformace 4-vektorů mezi soustavami pohybujícími se různou rychlostí. To je neslučitelné s rovnicí, kde je 1. časová a 2. prostorová derivace.

Erwin Schrödinger
1933 Nobelova cena

Pozitron – teoretická předpověď

- Diracova rovnice

= relativistická rovnice pro pohyb elektronu

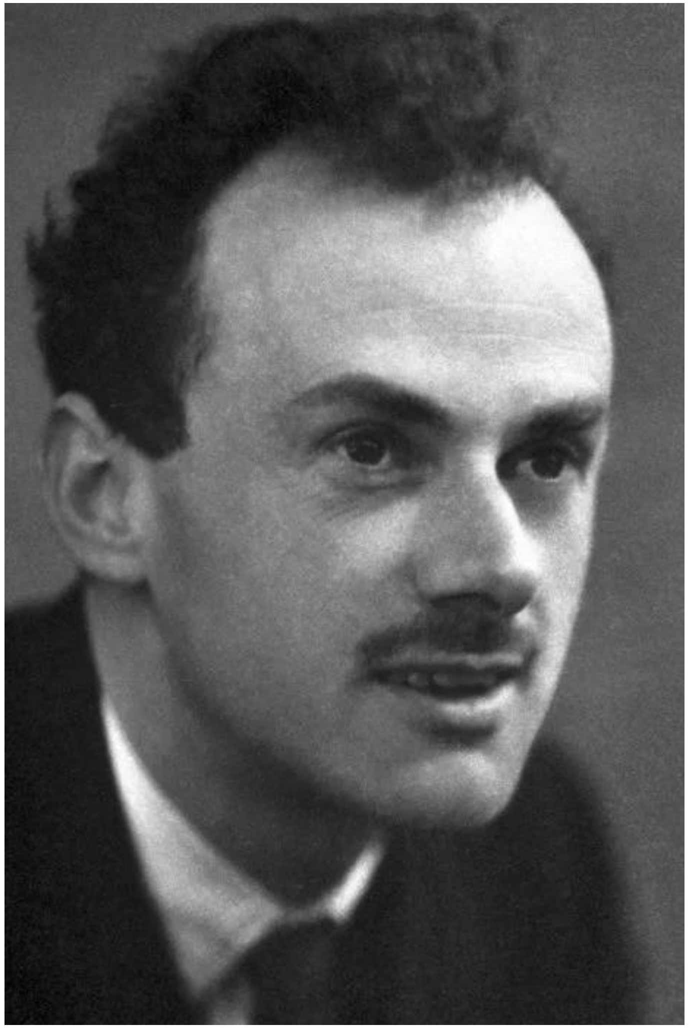
$$(\boldsymbol{\alpha}\hat{\boldsymbol{p}}c + \beta mc^2)\psi(\boldsymbol{x},t) = i\hbar\frac{\partial\psi(\boldsymbol{x},t)}{\partial t}$$

Matematicky funguje jen pokud
$\boldsymbol{\alpha} = (\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3)$ a β jsou matice alespoň 4x4
→ rovnice pro 4 komponenty ψ
… e^- se 2 stavy spinu, ale co ty další 2 komponenty?

P.A.M. Dirac, The Quantum Theory of The Electron,
Proc. R. Soc. Lond. A 117, 610-624 (1928)

P.A.M. Dirac, A Theory of Electrons and Protons,
Proc. R. Soc. Lond. A 126, 360-365 (1930)

P.A.M. Dirac, Quantised Singularities in the Electromagnetic Field,
Proc. R. Soc. Lond. A 133, 60-72 (1931)



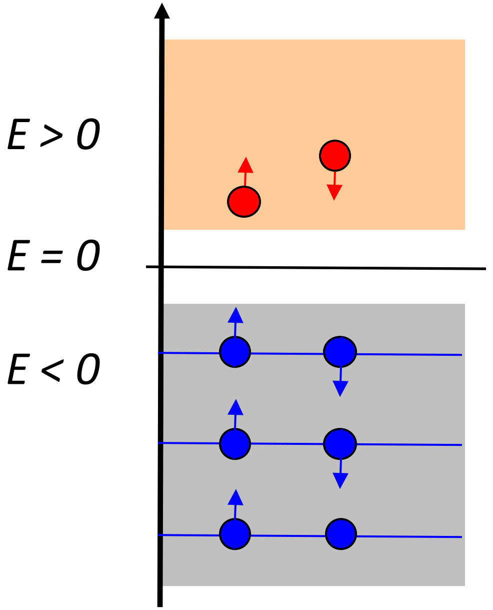
Paul Adrien Maurice Dirac
1933 Nobelova cena

Pozitron – teoretická předopověď

- Diracova rovnice

  - Další záhada: má řešení s negativní energií.
  - Energetické hladiny nejsou zespoda omezené.
  - Jak to že e^- nespadnou do $E = -\infty$?
  - Dirac: Protože stavy se zápornou energií jsou už obsazené!
    (a žádné 2 fermiony nemohou být ve stejném stavu)

    - „Diracovo moře elektronů“ (vakuum)
    - Elektrony s $E < 0$ jsou v kladném "želé", které přesně vyvažuje jejich náboj.



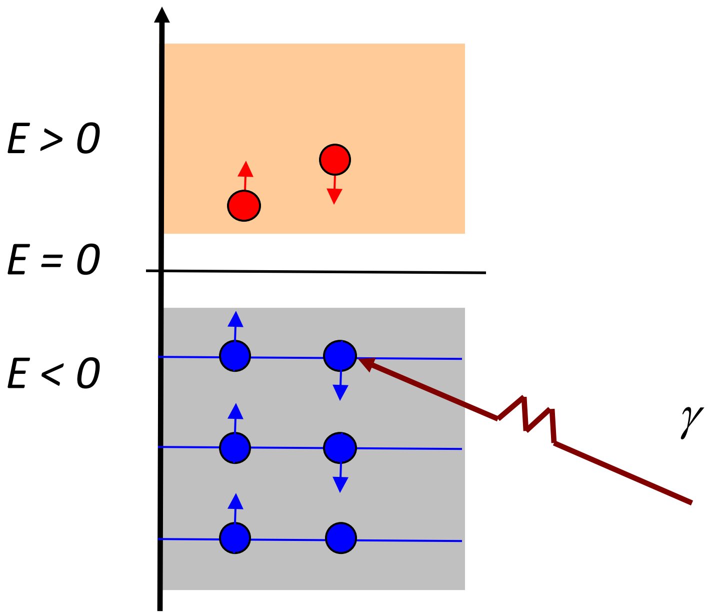
Pozitron – teoretická předopověď

- Diracova rovnice

  - Další záhada: má řešení s negativní energií.
  - Energetické hladiny nejsou zespoda omezené.
  - Jak to že e^- nespadnou do $E = -\infty$?
  - Dirac: Protože stavy se zápornou energií jsou už obsazené!
    (a žádné 2 fermiony nemohou být ve stejném stavu)

    - „Diracovo moře elektronů“ (vakuum)
    - Elektrony s $E < 0$ jsou v kladném "želé", které přesně vyvažuje jejich náboj.

  - Co když se e^- z "Diracova moře" excituje?



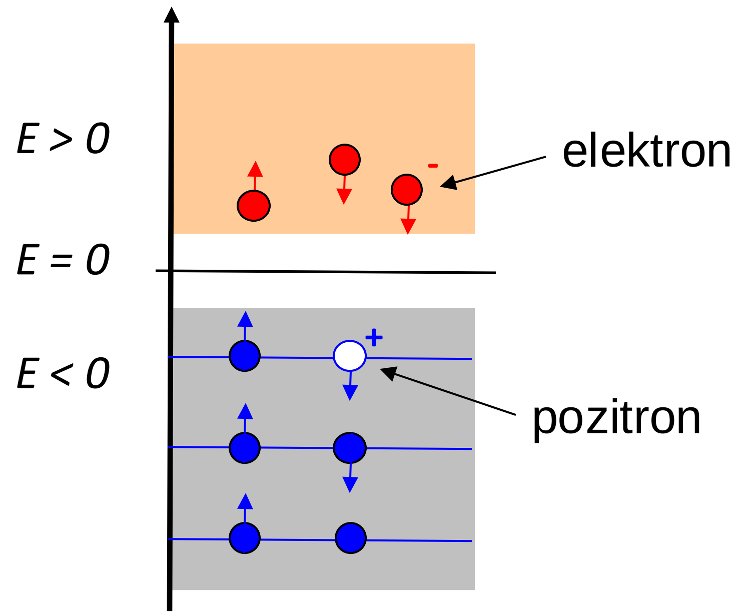
Pozitron – teoretická předopověď

- Diracova rovnice

  - Další záhada: má řešení s negativní energií.
  - Energetické hladiny nejsou zespoda omezené.
  - Jak to že e^- nespadnou do $E = -\infty$?
  - Dirac: Protože stavy se zápornou energií jsou už obsazené!
    (a žádné 2 fermiony nemohou být ve stejném stavu)

    - „Diracovo moře elektronů“ (vakuum)
    - Elektrony s $E < 0$ jsou v kladném "želé", které přesně vyvažuje jejich náboj.

  - Co když se e^- z "Diracova moře" excituje?
    - Vznikne kladná
    - tvorba páru **elektron−pozitron**



Pozitron – teoretická předopověď

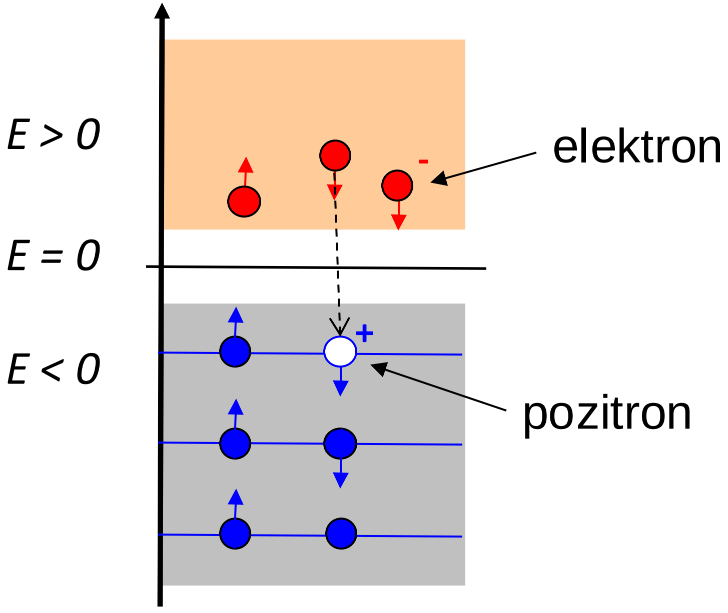
- Diracova rovnice

  - Další záhada: má řešení s negativní energií.
  - Energetické hladiny nejsou zespoda omezené.
  - Jak to že e^- nespadnou do $E = -\infty$?
  - Dirac: Protože stavy se zápornou energií jsou už obsazené!
    (a žádné 2 fermiony nemohou být ve stejném stavu)

    - „Diracovo moře elektronů“ (vakuum)
    - Elektrony s $E < 0$ jsou v kladném "želé", které přesně vyvažuje jejich náboj.

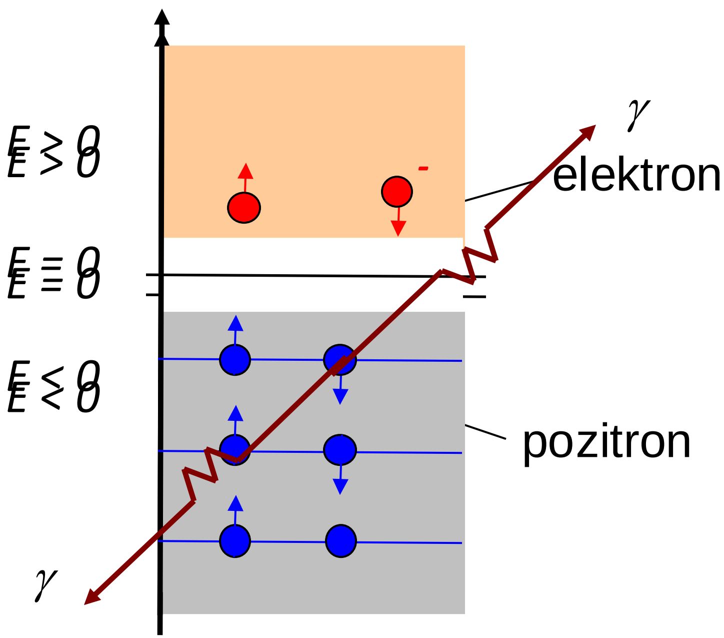
  - Co když se e^- z "Diracova moře" excituje?
    - Vznikne díra − **pozitron**

  - Zaplnění díry



Pozitron – teoretická předopověď

- Diracova rovnice
  - Další záhada: má řešení s negativní energií.
  - Energetické hladiny nejsou zespoda omezené.
  - Jak to že e^- nespadnou do $E = -\infty$?
  - Dirac: Protože stavy se zápornou energií jsou už obsazené!
    (a žádné 2 fermiony nemohou být ve stejném stavu)
    - „Diracovo moře elektronů“ (vakuum)
    - Elektrony s $E < 0$ jsou v kladném "želé", které přesně vyvažuje jejich náboj.
  - Co když se e^- z "Diracova moře" excituje?
    - Vznikne díra − **pozitron**
  - Zaplnění díry − **anihilace**



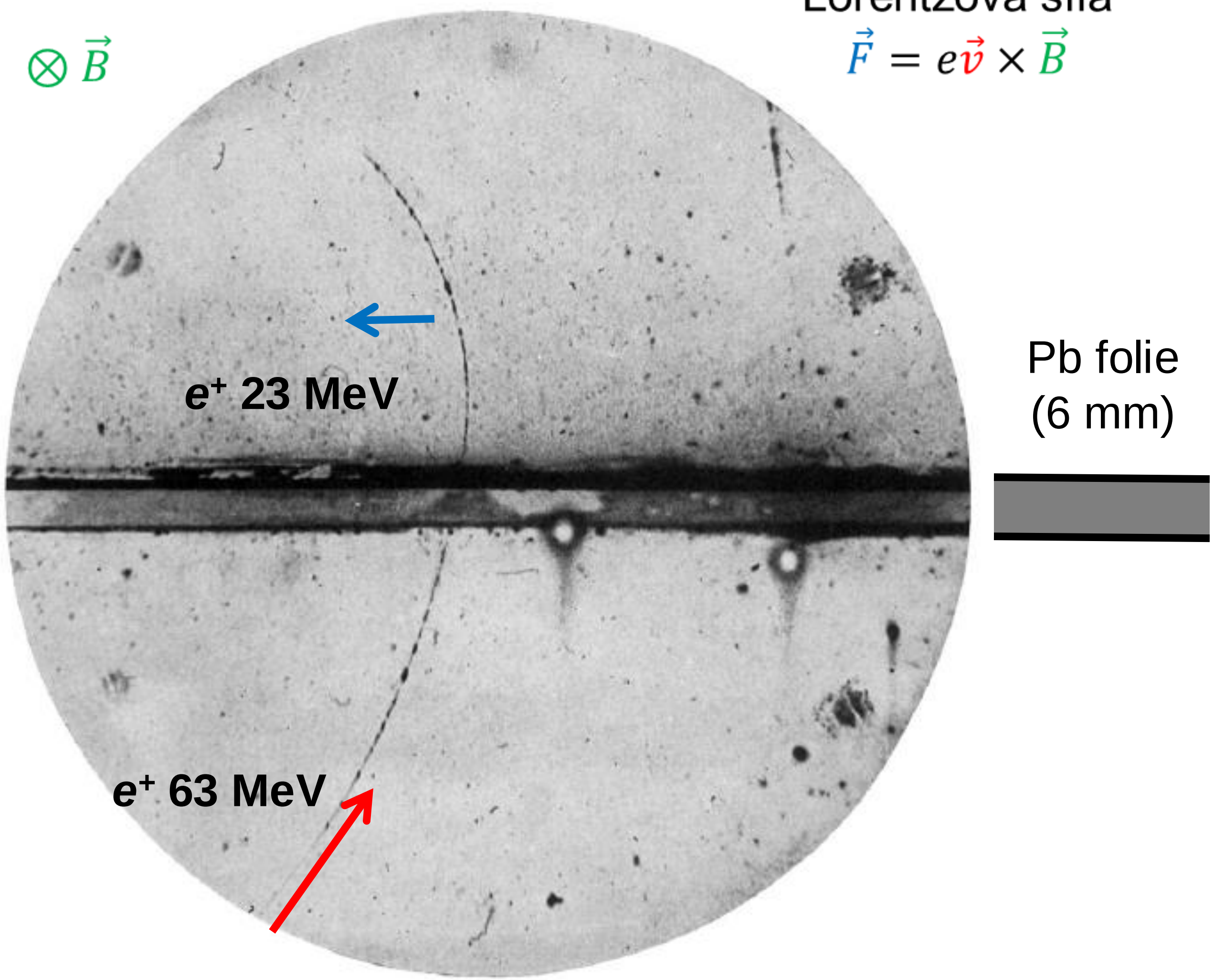
Pozitron – experiment

- **objev pozitronu** (1932)

Lorentzova síla

$\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$

$\otimes \vec{B}$



Částice letěla mlžnou komorou směrem nahoru (ztratila energii ve folii).
Podle směru zakřivení dráhy měla kladný náboj. Proton by více ionizoval.

Carl David Anderson
1936 Nobelova cena

The Positive Electron

CARL D. ANDERSON, *California Institute of Technology, Pasadena, California*

(Received February 28, 1933)

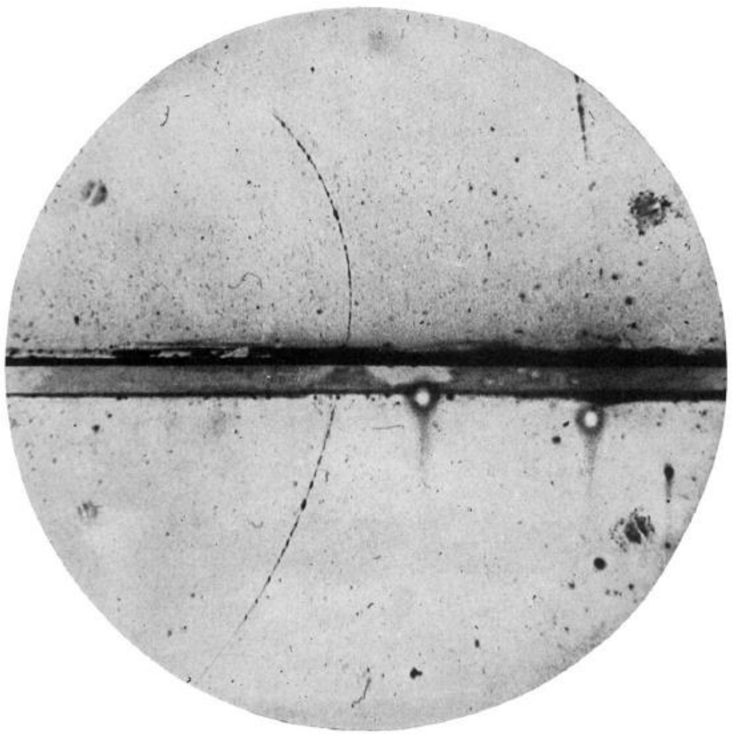
Out of a group of 1300 photographs of cosmic-ray tracks in a vertical Wilson chamber 15 tracks were of positive particles which could not have a mass as great as that of the proton. From an examination of the energy-loss and ionization produced it is concluded that the charge is less than twice, and is probably exactly equal to, that of the proton. If these particles carry unit positive charge the curvatures and ionizations produced require the mass to be less than twenty times the electron mass. These particles will be called positrons. Because they occur in groups associated with other tracks it is concluded that they must be secondary particles ejected from atomic nuclei.

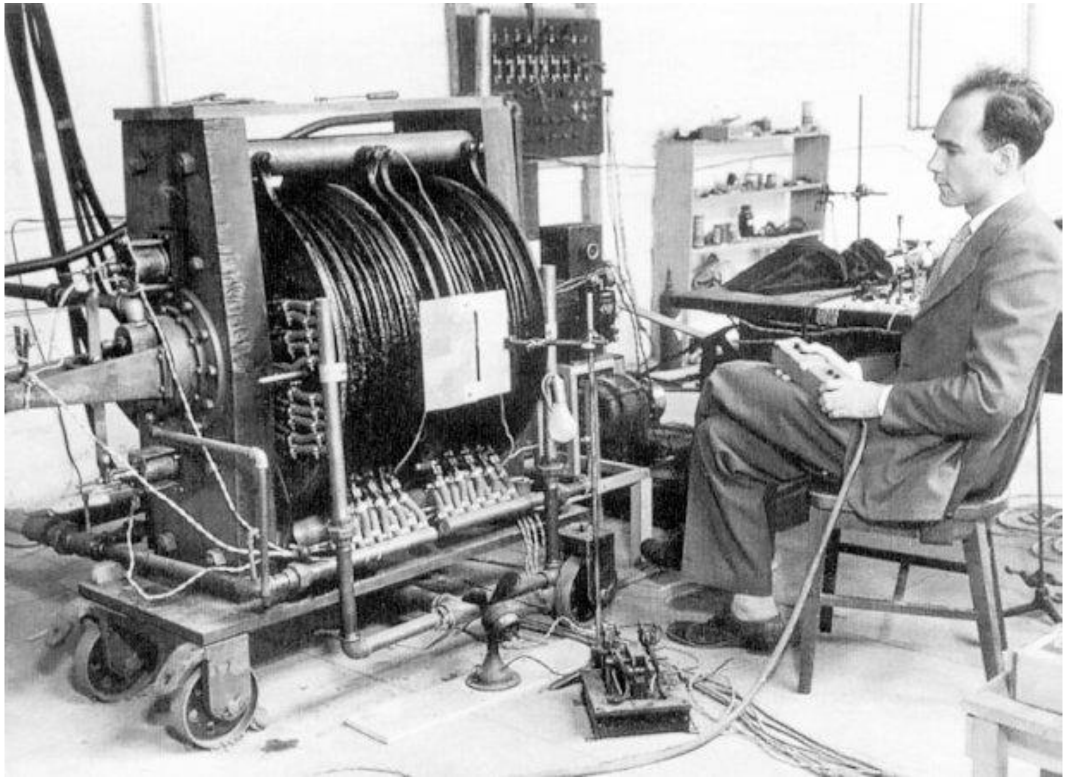
Editor

ON August 2, 1932, during the course of photographing cosmic-ray tracks produced in a vertical Wilson chamber (magnetic field of 15,000 gauss) designed in the summer of 1930 by Professor R. A. Millikan and the writer, the tracks shown in Fig. 1 were obtained, which seemed to be interpretable only on the basis of the existence in this case of a particle carrying a positive charge but having a mass of the same order of magnitude as that normally possessed by a free negative electron. Later study of the electrons happened to produce two tracks so placed as to give the impression of a single particle shooting through the lead plate. This assumption was dismissed on a probability basis, since a sharp track of this order of curvature under the experimental conditions prevailing occurred in the chamber only once in some 500 exposures, and since there was practically no chance at all that two such tracks should line up in this way. We also discarded as completely untenable the assumption of an electron of 20

Pozitron – experiment

- pozitron = antičástice elektronu
  - klidová hmotnost m_e
  - náboj $+e$
  - spin $1/2$



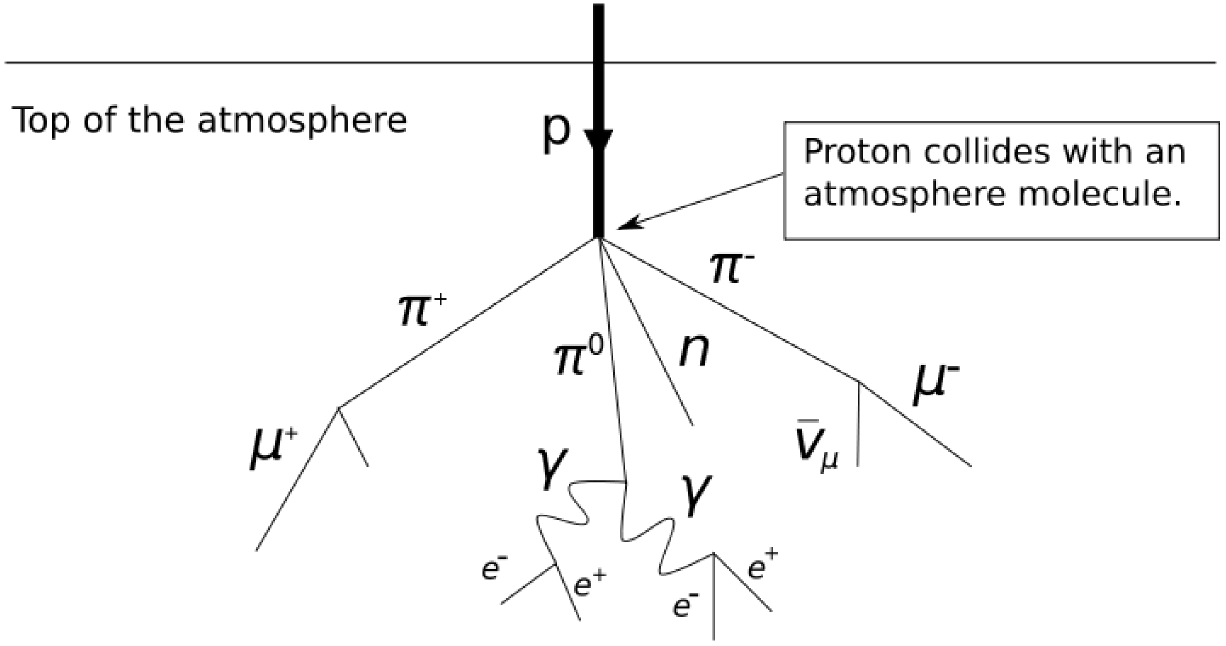


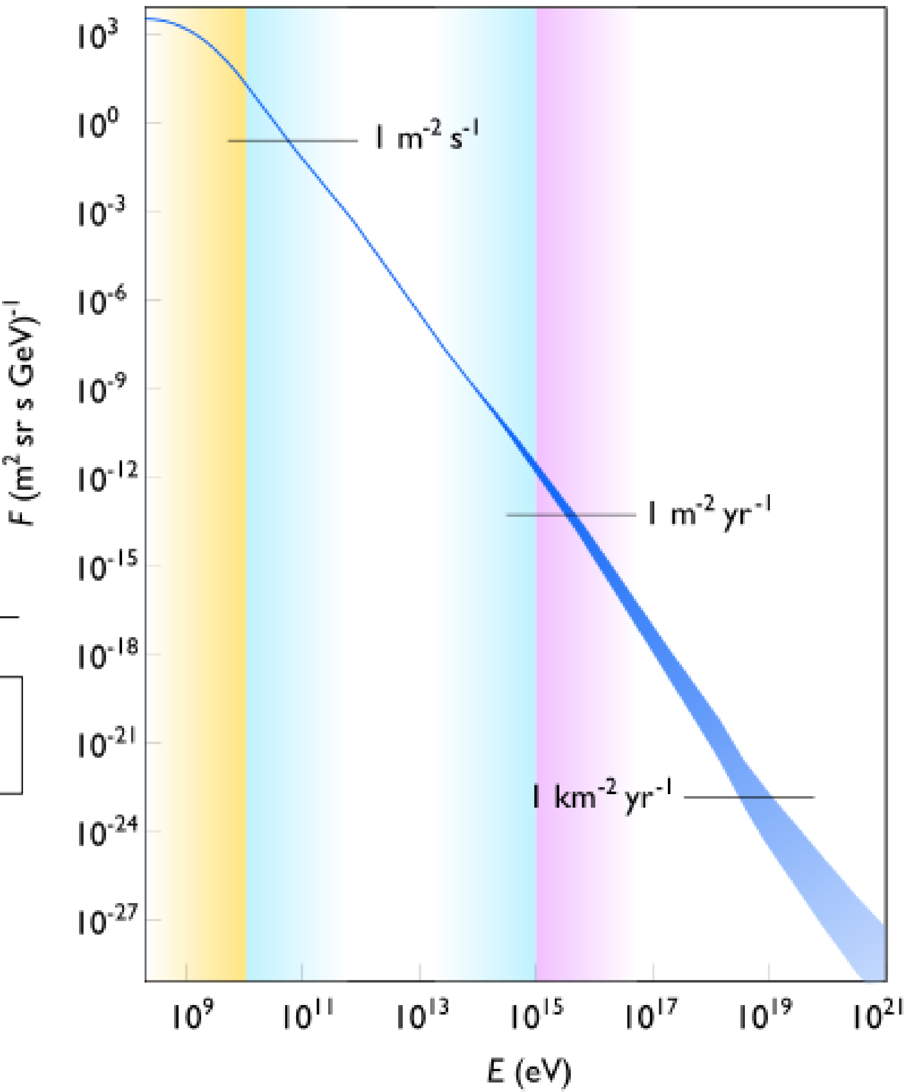
$B = 1.7\ \mathrm{T}$
$P = 425\ \mathrm{kW}$
$m > 3\ \mathrm{t}$

Zdroje pozitronů

- **kosmické záření**
  - 90% protony
  - 9% α částice
  - 1% elektrony (a ostatní částice e^+, p^-)

  - primární a sekundární





Zdroje pozitronů

- **β⁺ rozpad**

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}_{Z-1}{}^{A}Y + e^{+} + \nu_e $$

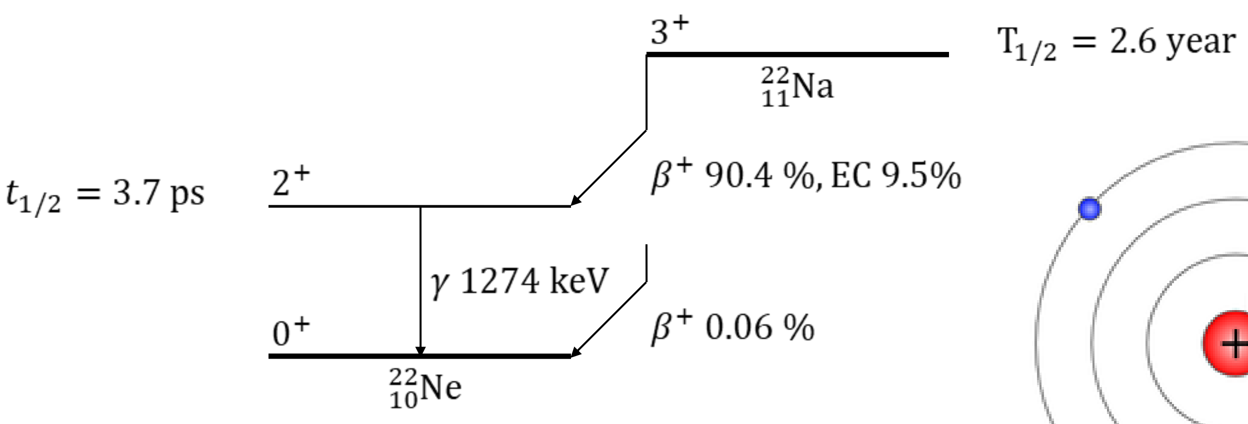
$$ {}^{22}_{11}\mathrm{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}\mathrm{Ne}^{*} + e^{+} + \nu_e $$

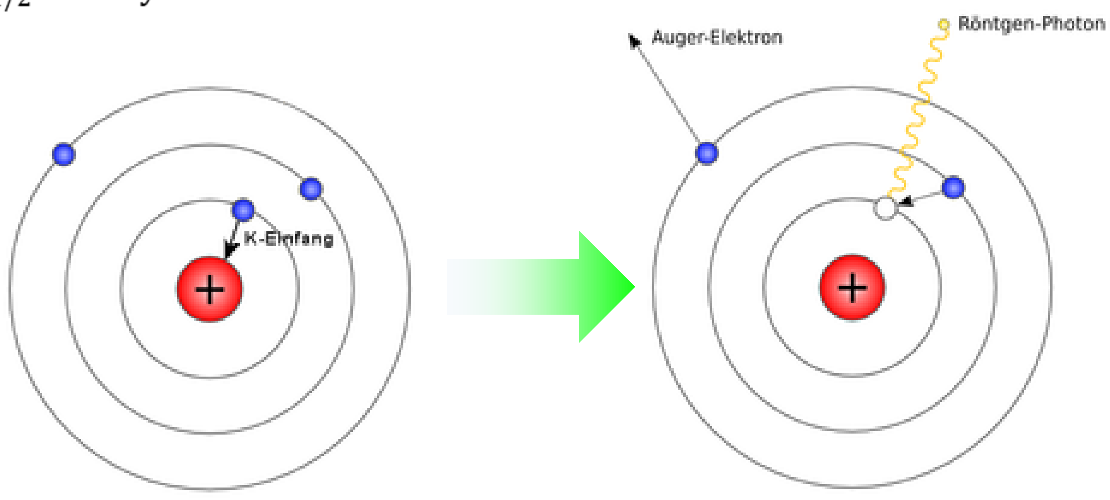
- záchyt e⁻ (EC)

$$ {}^{A}_{Z}X + e^{-} \rightarrow {}_{Z-1}{}^{A}Y + \nu_e $$

$$ {}^{22}_{11}\mathrm{Na} + e^{-} \rightarrow {}^{22}_{10}\mathrm{Ne}^{*} + \nu_e $$

pro $Q < 2m_e c^2$ pouze EC





Zdroje pozitronů

- **β^+ rozpad**
  - branching ratio (e^+ yield)
  - Q-value (E_{max})
  - poločas rozpadu ($T_{1/2}$)
  - sekundární foton

Isotope	$T_{1/2}$	e^+ yield	E_{max} [MeV]	secondary γ	E_γ [MeV]
^{11}C	20.33 min	0.98	0.45	0	-
^{13}N	9.96 min	1.00	1.20	0	-
^{15}O	123 s	1.00	1.74	0	-
^{18}F	110 min	0.97	0.64	0	-

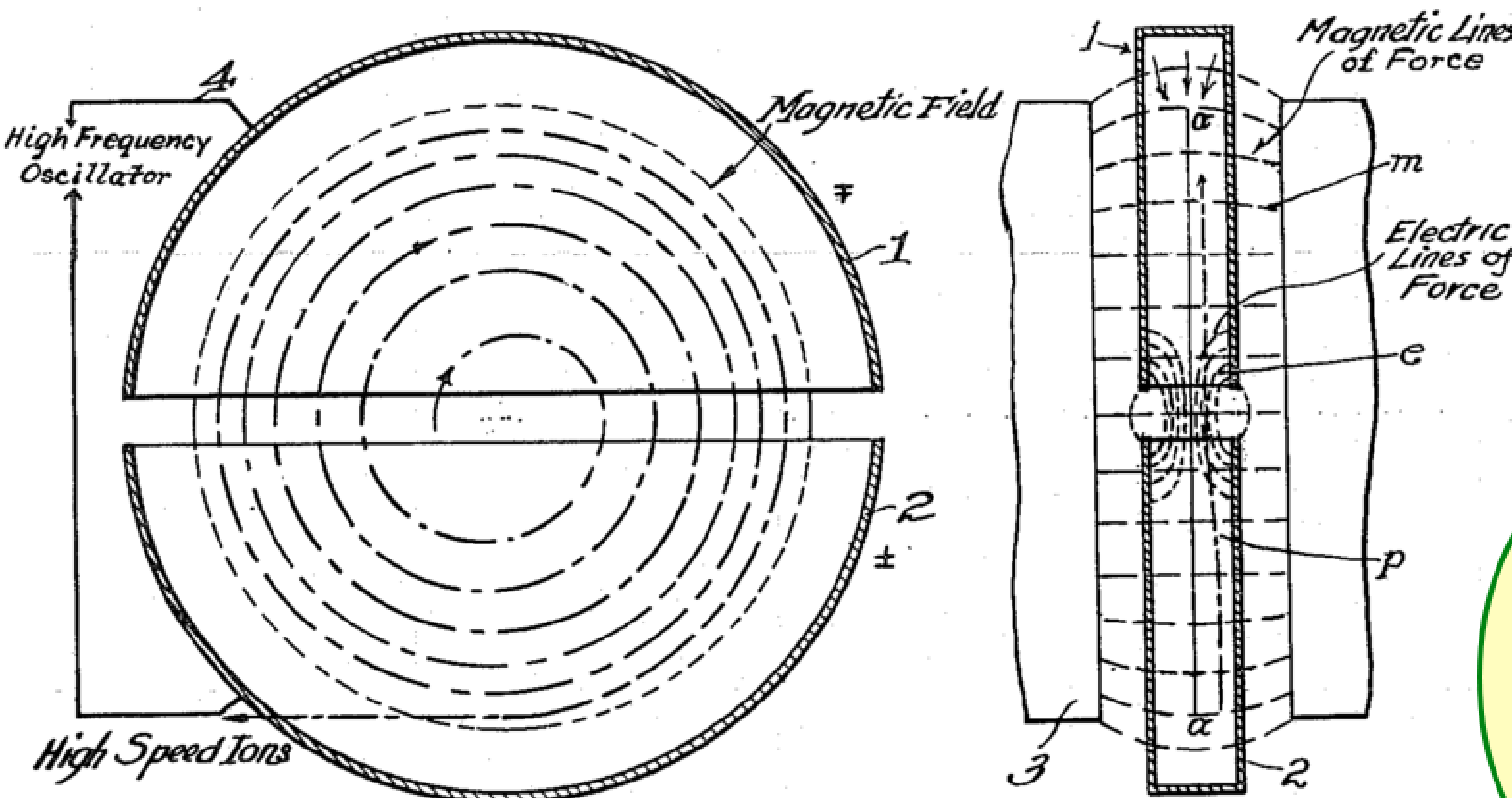
- příprava v cyklotronu

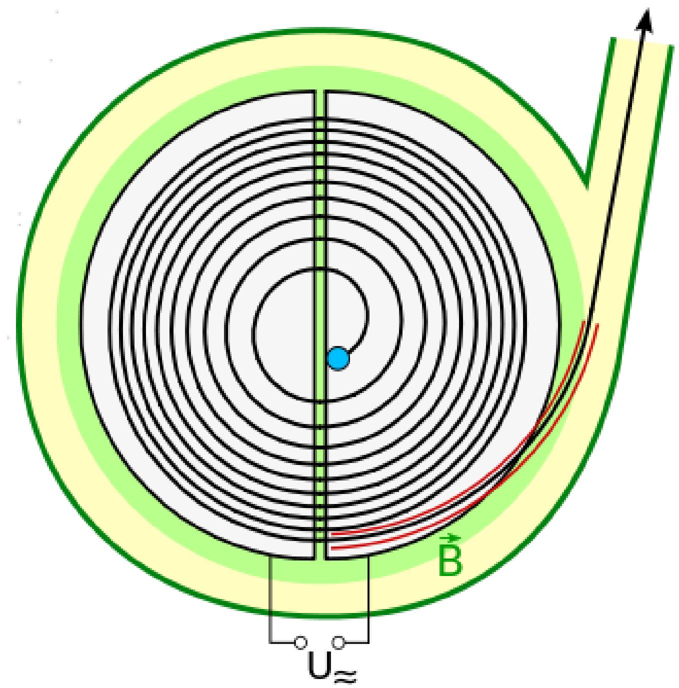
$$^{1}\mathrm{H} + {}^{16}\mathrm{O} \rightarrow {}^{13}\mathrm{N} + {}^{4}\mathrm{He}$$

  - protony urychlené na $T = 5.2\ \mathrm{MeV}$

Zdroje pozitronů

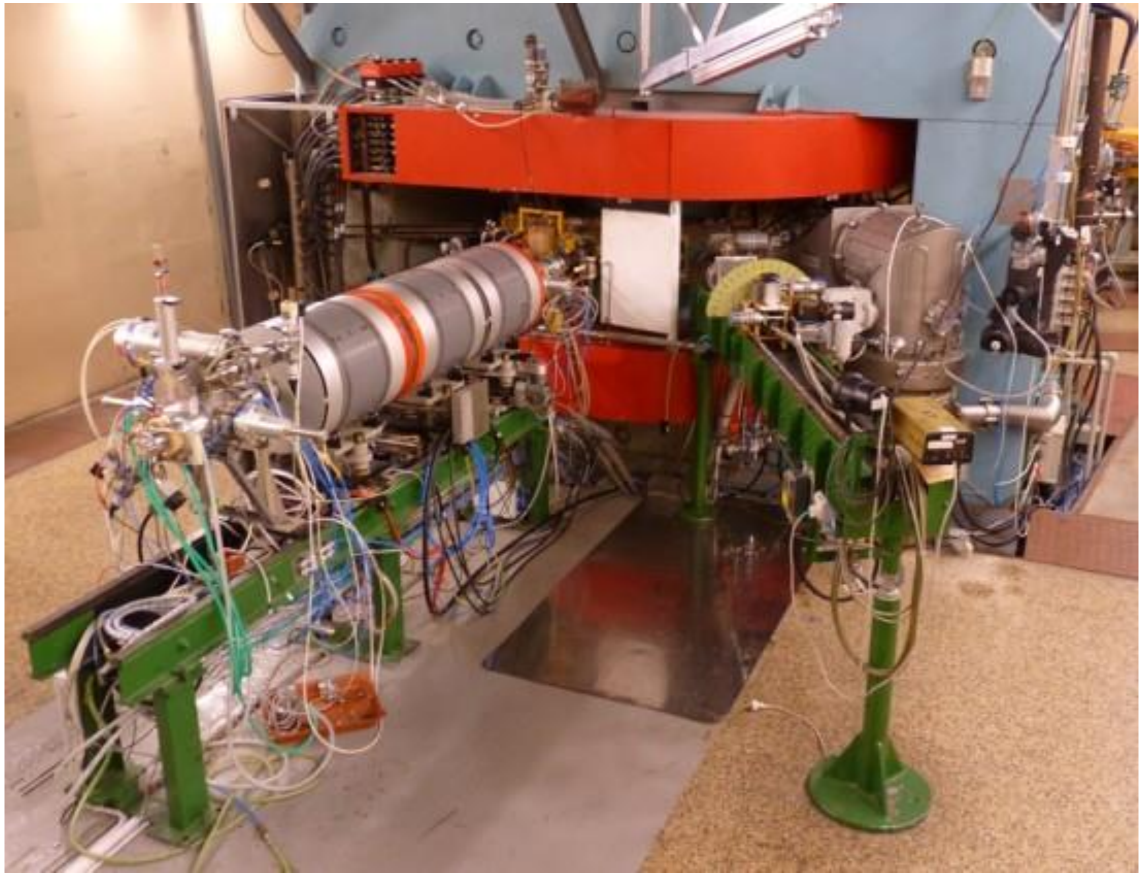
- **cyklotron**





Zdroje pozitronů

- **cyklotron**



UJV Řež: cyklotron U-120M, p^+ 5.4–38 MeV

Siemens Eclipse,
negativní ionty 11 MeV
výroba ^{18}F, ^{11}C, ^{13}N, ^{15}O, ^{64}Cu

Zdroje pozitronů

- **LINAC** (linear accelerator – lineární urychlovač)

AccSyS Technology Inc.
p^+ 7 MeV
výroba ^{18}F, ^{11}C, ^{13}N, ^{15}O

Zdroje pozitronů

- **cyklotron**
  - branching ratio (e^+ yield)
  - Q-value ($E_{\max}$)
  - poločas rozpadu ($T_{1/2}$)
  - sekundární foton

Isotope	$T_{1/2}$	e^+ yield	E_{max} [MeV]	secondary γ	E_γ [MeV]
^{11}C	20.33 min	0.98	0.45	0	-
^{13}N	9.96 min	1.00	1.20	0	-
^{15}O	123 s	1.00	1.74	0	-
^{18}F	110 min	0.97	0.64	0	-
^{22}Na	2.6 y	0.9	0.545	1	1.274
^{26}Al	8×10^5 y	0.85	1.17	1	1.81
^{44}Ti	47 y	0.94	1.47	1	1.156
^{64}Cu	12.7 h	0.178	0.653	0	-
^{68}Ge	275 d	0.88	1.90	0.02	1.078
^{82}Sr	23.4 d	1	3.38	0	-

Zdroje pozitronů

- **^{64}Cu**
  - záchyt e^- (43.8%)

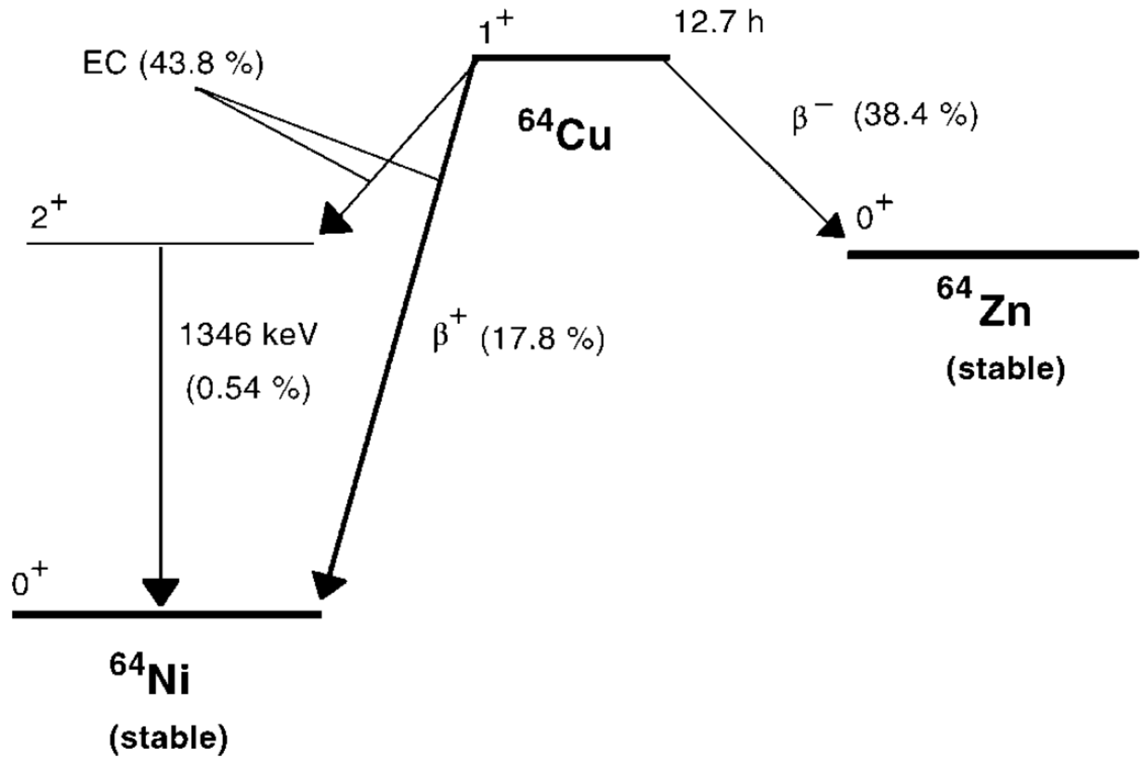
    $${}^{64}_{29}\mathrm{Cu} + e^- \rightarrow {}^{64}_{28}\mathrm{Ni} + \nu_e$$

  - β^+ rozpad (17.8%)

    $${}^{64}_{29}\mathrm{Cu} \rightarrow {}^{64}_{28}\mathrm{Ni} + e^+ + \nu_e$$

  - β^- rozpad (38.4%)

    $${}^{64}_{29}\mathrm{Cu} \rightarrow {}^{64}_{30}\mathrm{Zn} + e^- + \nu_e$$



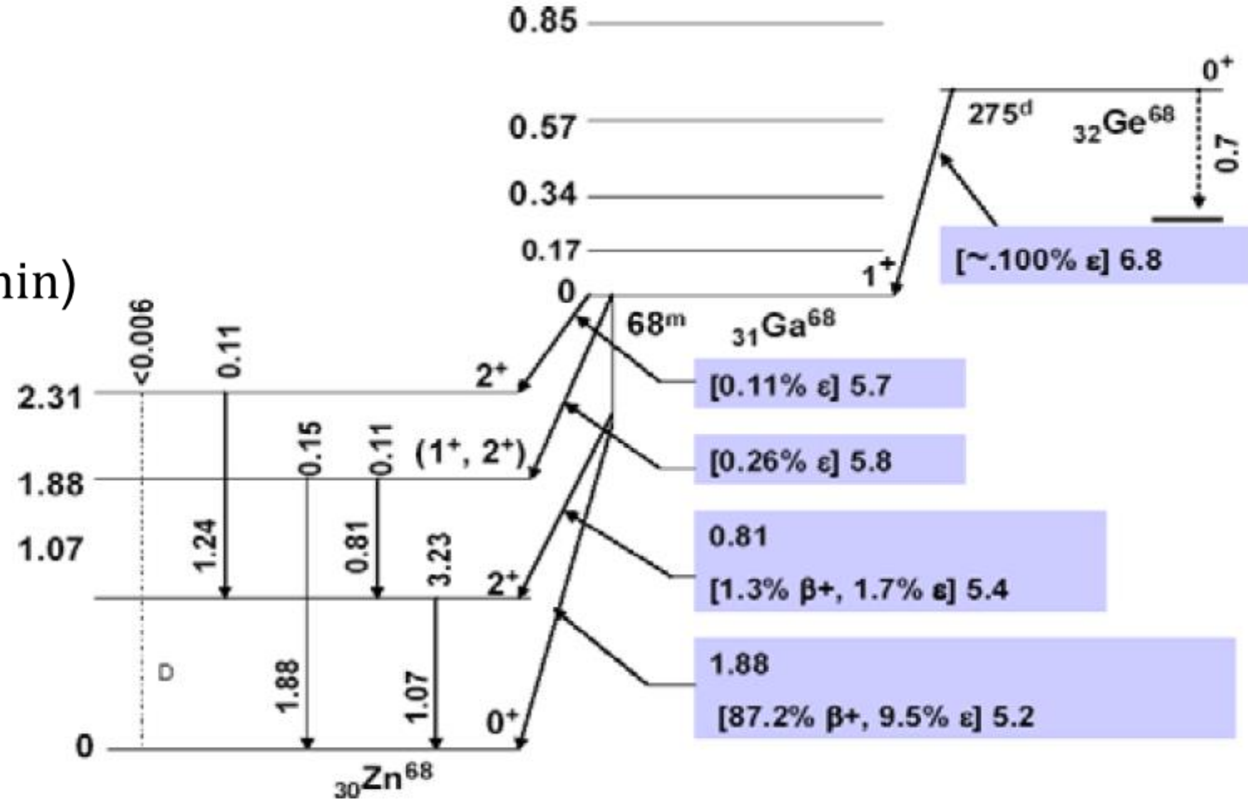
Zdroje pozitronů

- **^{68}Ge / ^{68}Ga generátor**
  - rozpad ^{68}Ge ($T_{1/2} = 275\ \mathrm{d}$)
    záchyt e$^-$ (100%)

    $${}^{68}_{32}\mathrm{Ge} + e^- \rightarrow {}^{68}_{31}\mathrm{Ga} + \nu_e$$

  - rozpad ^{68}Ga ($T_{1/2} = 68\ \mathrm{min}$)
    β$^+$ rozpad (87.2%)

    $${}^{68}_{31}\mathrm{Ga} \rightarrow {}^{68}_{30}\mathrm{Zn} + e^+ + \nu_e$$



Zdroje pozitronů

- **příprava ^{68}Ge** (cyklotron)

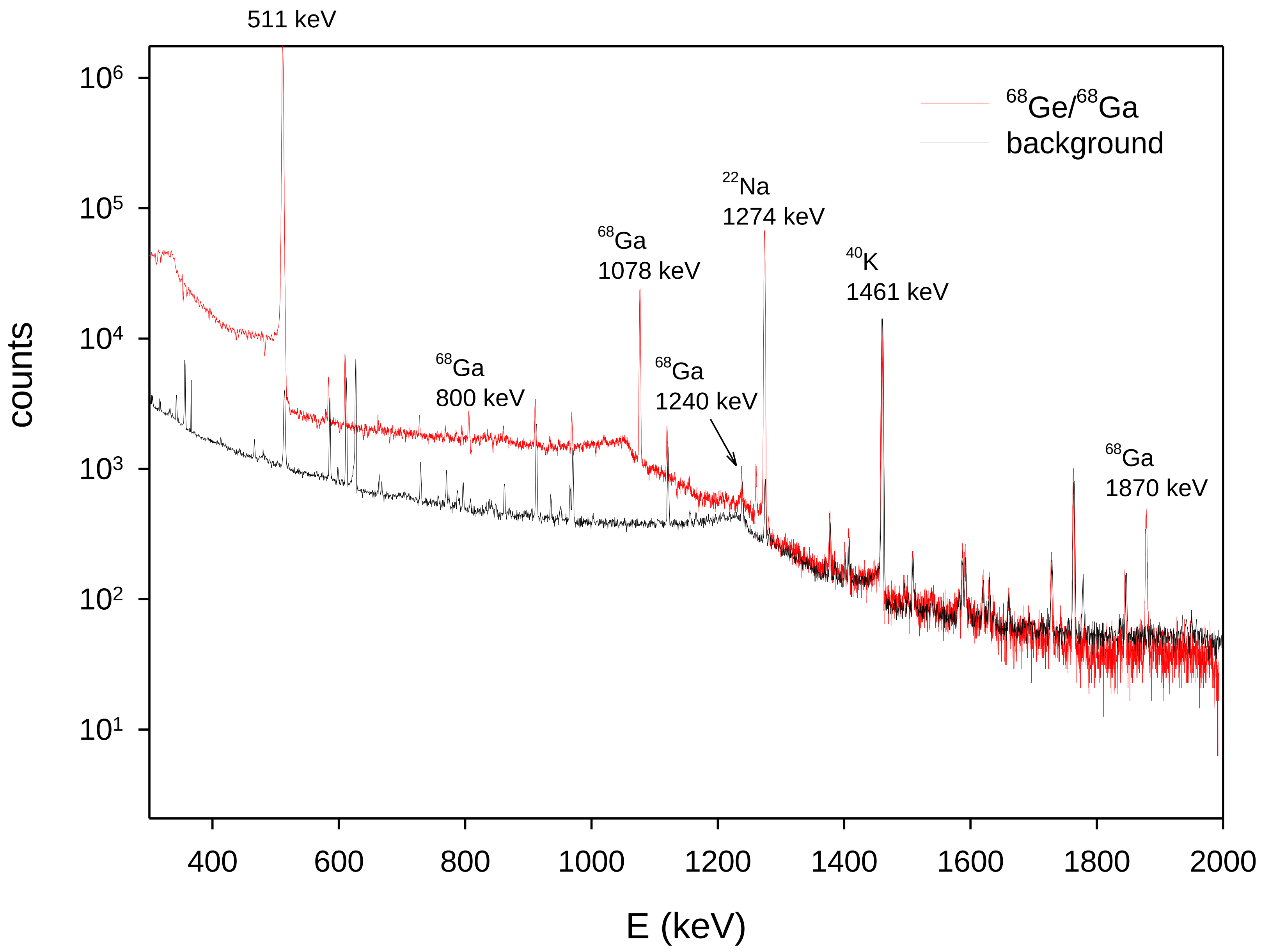
$${}_{1}^{2}\mathrm{D} + {}_{31}^{69}\mathrm{Ga} \rightarrow {}_{32}^{68}\mathrm{Ge} + 3n$$

  - D ionty urychlené na T ≥ 14 MeV
  - maximální účinný průřez pro T = 27 MeV je σ = 550 mBarn

$${}_{1}^{2}\mathrm{D} + {}_{31}^{69}\mathrm{Ga} \rightarrow {}_{32}^{69}\mathrm{Ge} + 2n$$

  - pro T = 27 MeV je σ = 1650 mBarn
  - poločas rozpadu ^{69}Ge je $T_{1/2} = 39\ \mathrm{h}$

Zdroje pozitronů ^{68}Ge / ^{68}Ga



Zdroje pozitronů

- **^{22}Na**
  - β^+ rozpad (90.4% + 0.06%)

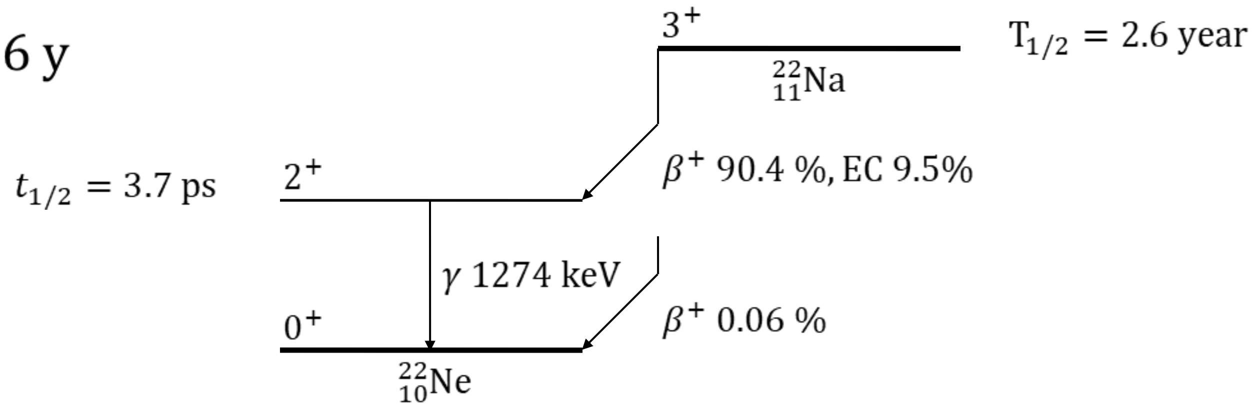
    $^{22}_{11}\mathrm{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}\mathrm{Ne}^* + e^+ + \nu_e$

    poločas rozpadu $T_{1/2} = 2.6$ y

    sekundární γ 1274 MeV

  - záchyt e$^-$ (9.5%)

    $^{22}_{11}\mathrm{Na} + e^- \rightarrow {}^{22}_{10}\mathrm{Ne}^* + \nu_e$



Zdroje pozitronů

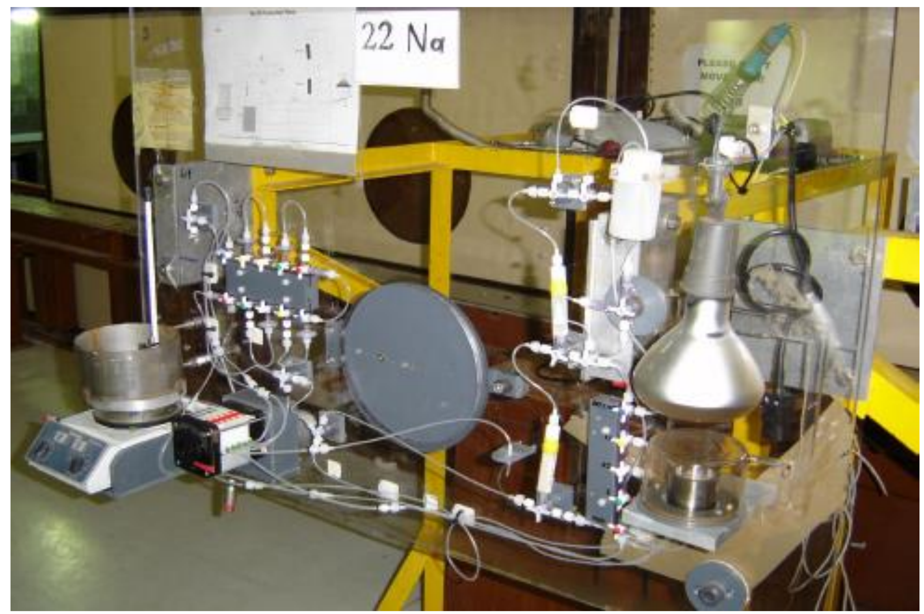
- **příprava ^{22}Na** (cyklotron)

$$p^+ + {}^{24}_{12}\mathrm{Mg} \rightarrow {}^{22}_{12}\mathrm{Mg} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} + n$$

$$^{22}_{12}\mathrm{Mg} \rightarrow {}^{22}_{11}\mathrm{Na} + e^+ + \nu_e$$

  – protony urychlené na T = 66 MeV

NRF National Research Foundation | iThemba LABS Laboratory for Accelerator Based Sciences



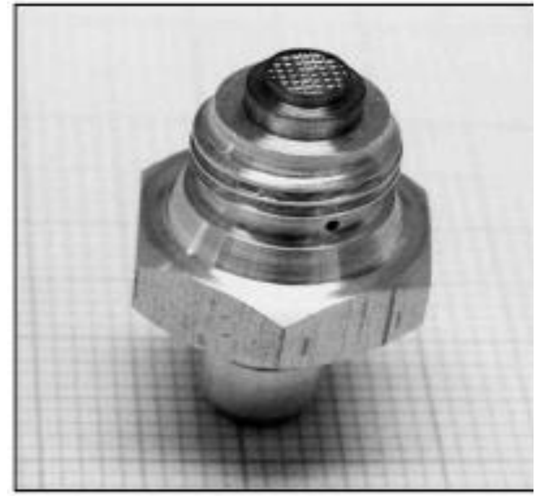
Zdroje pozitronů

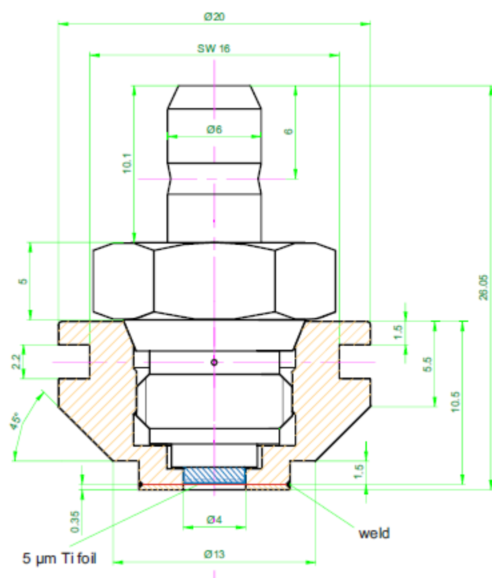
- **příprava ^{22}Na** (cyklotron)

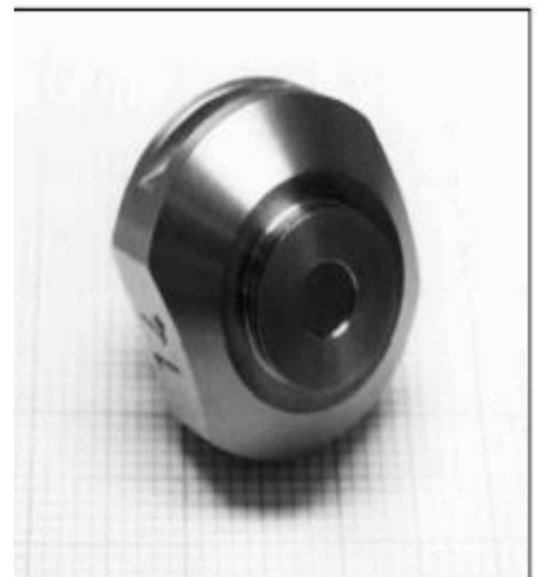
$$p^{+} + {}^{24}_{12}\mathrm{Mg} \rightarrow {}^{22}_{12}\mathrm{Mg} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} + n$$

$$ {}^{22}_{12}\mathrm{Mg} \rightarrow {}^{22}_{11}\mathrm{Na} + e^{+} + \nu_e$$

  – protony urychlené na T = 66 MeV

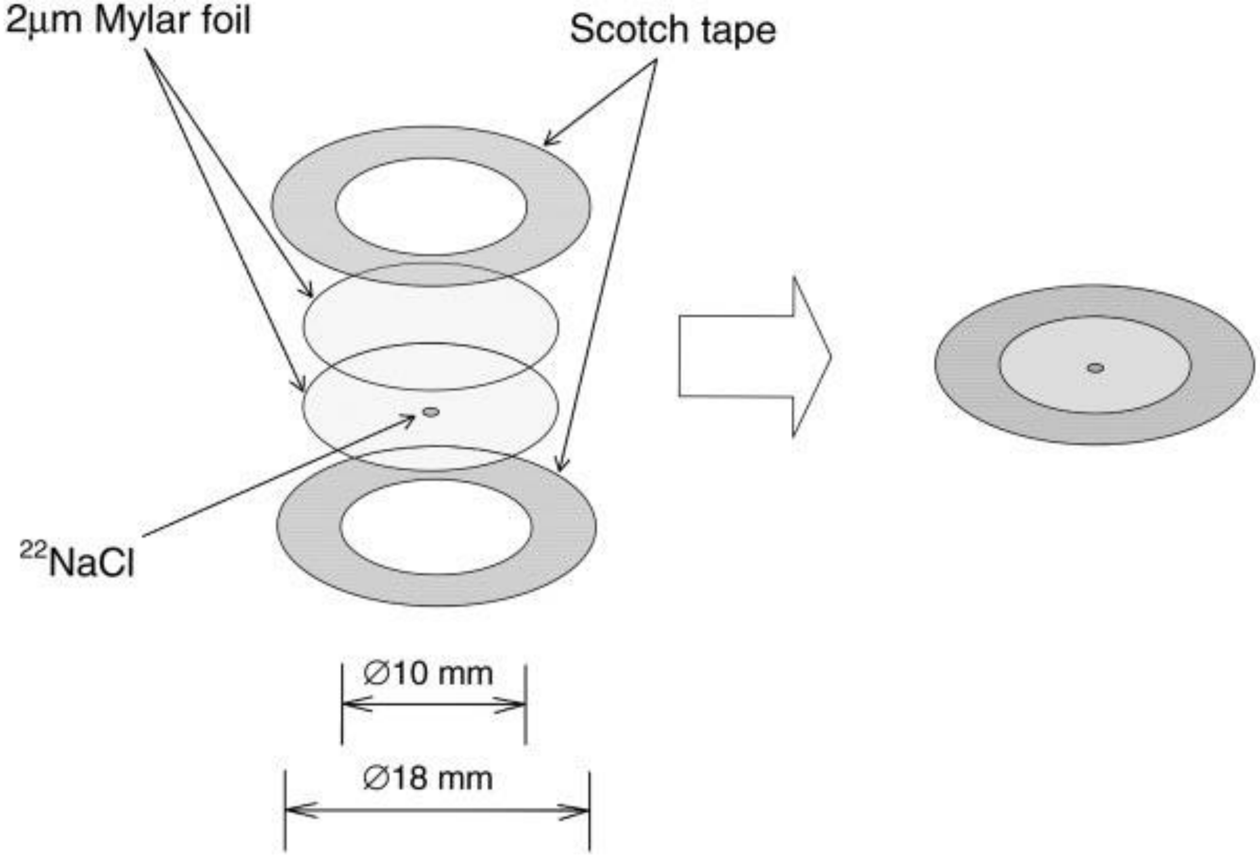


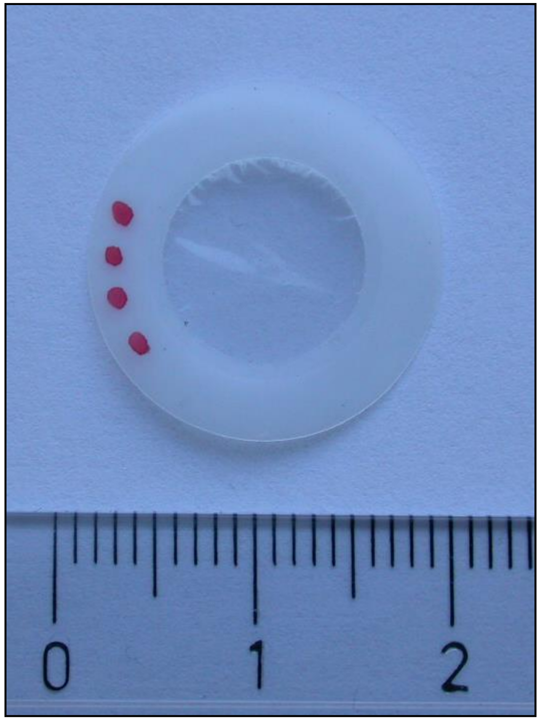




Zdroje pozitronů

- **^{22}Na pozitronový zdroj** (KFNT)





Hloubka průniku pozitronů

- pozitrony emitované β^+ zářičem
  - pravděpodobnost, že pozitron pronikne do hloubky z: $P(z) = \alpha e^{-\alpha z}$

$$\boxed{\alpha[\mathrm{cm}^{-1}] = 16\frac{\varrho[\mathrm{g\ cm}^{-3}]}{E_{\mathrm{max}}^{1.4}[\mathrm{MeV}]}}$$

ϱ – hustota materiálu

$E_{\mathrm{max}} = 0.545\ \mathrm{MeV}$ (pro ^{22}Na)

  - střední hloubka průniku

$$\int_0^\infty zP(z)\mathrm{d}z = \frac{1}{\alpha}$$

Příklad:

Mg: $\alpha^{-1} = 154\ \mu\mathrm{m}$

Al: $\alpha^{-1} = 99\ \mu\mathrm{m}$

Cu: $\alpha^{-1} = 30\ \mu\mathrm{m}$

Termalizace pozitronu

- snížení kinetické energie pozitronu ze ~ 100 keV na ~ $k_B T$ = 0.03 eV
- rychlost ztráty energie při pronikání do materiálu (stopping power): $S = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$
- doba termalizace

$$\mathrm{d}t = \frac{\mathrm{d}x}{v}$$

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m_e}} \qquad \Rightarrow \mathrm{d}t = \sqrt{\frac{m_e}{2}}\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{E}} = -\sqrt{\frac{m_e}{2}}\frac{\mathrm{d}E}{S\sqrt{E}}$$

$$\boxed{t = -\sqrt{\frac{m_e}{2}}\int_{E_i}^{E_f}\frac{\mathrm{d}E}{S\sqrt{E}}}$$

Integrál od E_i (initial) do E_f (final)

Termalizace pozitronu

- snížení kinetické energie pozitronu ze ~ 100 keV na ~ $k_B T = 0.03$ eV

1. E > 100 eV
   - nepružné srážky s elektrony
   - elastický rozptyl na jádrech atomů
1. 0.1 eV < E < 100 eV
   - excitace elektronů
1. E < 0.1 eV
   - rozptyl na fononech (vibračních excitacích atomové mřížky)

Termalizace pozitronu

1. E > 100 eV

   – nepružné srážky s elektrony

   – elastický rozptyl na jádrech atomů

$$t_s = -\sqrt{\frac{m_e}{2}} \int_{E_i}^{E_m} \frac{\mathrm{d}E}{S_S\sqrt{E}}$$

   – pro $E_m \sim 100\ \mathrm{eV}$ je $t_s \leq 1\ \mathrm{ps}$

$$\boxed{t_s[\mathrm{ps}] = \frac{17.2}{\varrho[\mathrm{g\ cm^{-3}}]} E_{\mathrm{max}}^{1.2}[\mathrm{MeV}]}$$

ϱ – hustota materiálu

$E_{\mathrm{max}} = 0.545\ \mathrm{MeV}$ (pro ^{22}Na)

Termalizace pozitronu

2. 0.1 eV < E < 100 eV

– excitace elektronů

– kovy: excitace vodivostních elektronů

$$S_R = \frac{2\pi}{105} \frac{m_e}{\hbar} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \frac{E^{5/2}}{E_F}$$

$$t_R = -\sqrt{\frac{m_e}{2}} \int_{E_m}^{E_c} \frac{\mathrm{d}E}{S_R \sqrt{E}}$$

– pro $E_c \ll E_m$ je $t_R \sim 1\ \mathrm{ps}$

$$\boxed{t_R = \frac{105\hbar}{8\pi} \frac{E_F}{E_c^2}}$$

E_F – Fermiho energie

Termalizace pozitronu

3. E > 0.1 eV

   – rozptyl na fononech

$$S_{ph} = \frac{2}{\pi}\frac{m_e^3 W^2}{\varrho \hbar^4} E$$

ϱ – hustota materiálu

W – deformační potenciál $W = bE_F$

$(b = 2/5 - 2/3)$

Termalizace pozitronu

3. E > 0.1 eV

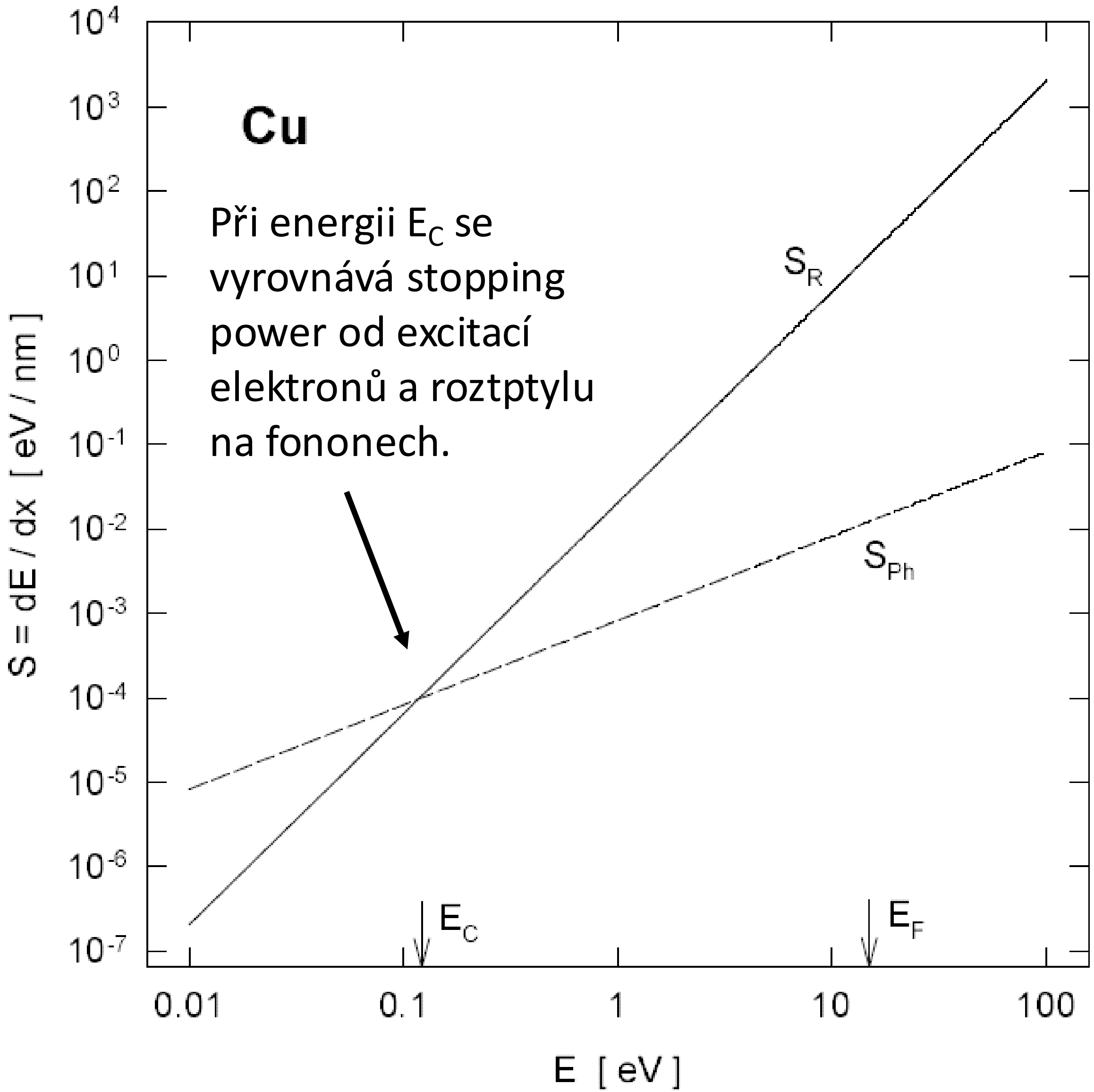
   – rozptyl na fononech

$$S_{ph} = \frac{2}{\pi}\frac{m_e^3 W^2}{\varrho \hbar^4} E$$

$$S_R = \frac{2\pi}{105}\frac{m_e}{\hbar}\sqrt{\frac{2}{m_e}}\frac{E^{5/2}}{E_F}$$

$$S_{ph}(E_c) = S_R(E_c)$$

$$\boxed{E_c = \left(\frac{105 b^2}{\sqrt{2}\pi^2}\frac{m_e^{5/2} E_F^3}{\varrho \hbar^3}\right)^{2/3}}$$



Termalizace pozitronu

3. E > 0.1 eV

   – rozptyl na fononech

$$\boxed{t_{ph} = -\sqrt{\frac{m_e}{2}} \int_{E_c}^{E_f} \frac{\mathrm{d}E}{S_{ph}\sqrt{E}} = 4t_R\sqrt{\frac{E_C}{\frac{3}{2}k_B T} - 1}}$$

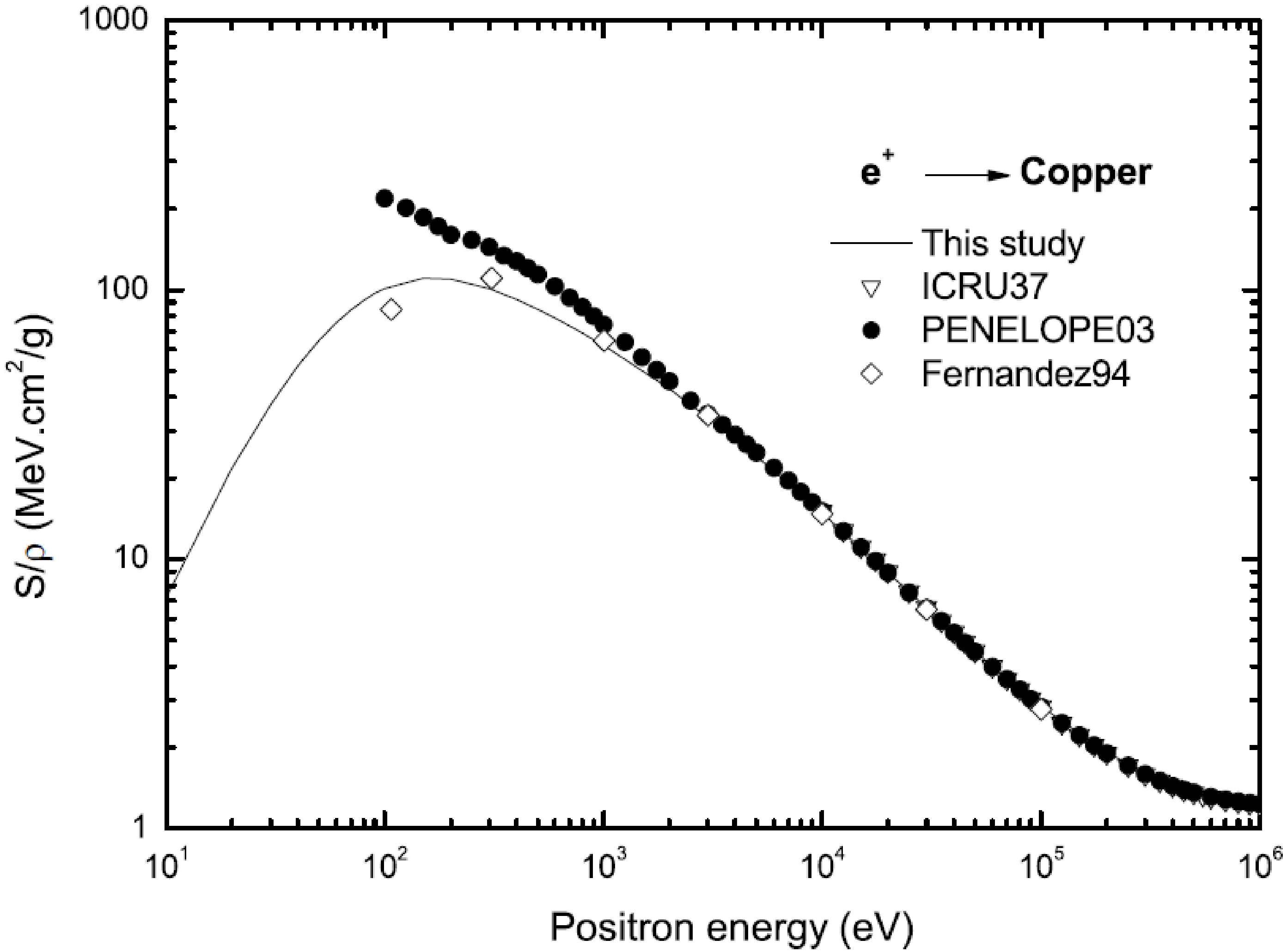
- celková doba termalizace

$$\boxed{t = t_S + t_R + t_{ph}}$$

např. Cu: $t_S = 0.93\ \mathrm{ps}$, $t_R = 2.86\ \mathrm{ps}$, $t_{ph} = 8.92\ \mathrm{ps}$, $t = 12.71\ \mathrm{ps}$

Termalizace pozitronu

- např. Cu: $t_S = 0.93$ ps, $t_R = 2.86$ ps, $t_{ph} = 8.92$ ps, $t = 12.71$ ps



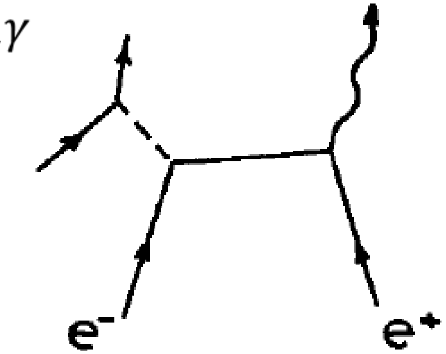
Anihilace pozitronů

- anihilace pozitronu

$$e^- + e^+ \to n\gamma$$

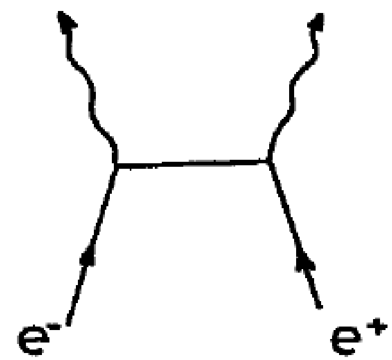
1γ

$\sigma_{(1)}/\sigma_{(2)} \approx \alpha^4 \approx 10^{-8}$



- $n = 1$ vylučuje zákon zachování hybnosti (možné pouze v přítomnosti další částice, např. jádra)

2γ



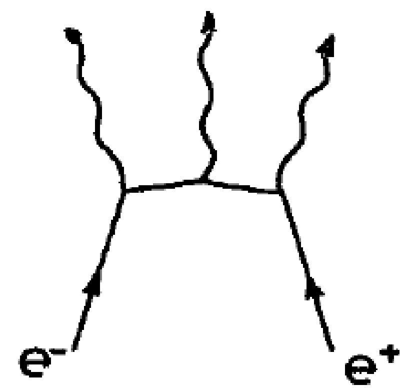
- $n > 1$ pro každý další foton je pravděpodobnost menší faktorem $\alpha = 1/137$

- $n = 2$ dominantní proces

  $e^- + e^+ \to \gamma + \gamma$

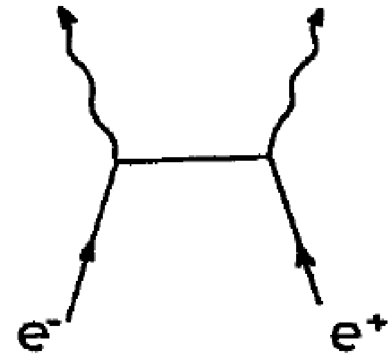
3γ

$\sigma_{(3)}/\sigma_{(2)} \approx \alpha \approx 10^{-2}$



Anihilace pozitronů

- účinný průřez pro 2 γ anihilaci pozitronu (Dirac 1930)



$$\sigma_{(2)} = \frac{\pi r_e^2}{\gamma + 1}\left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1}\ln\left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}\right) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}\right]$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

  - klasický poloměr elektronu $r_e = e^2/m_e c^2$

- pro $v \ll c$ je $\sigma_{(2)} = \frac{\pi r_e^2 c}{v}$

- pravděpodobnost 2 γ anihilace $P_{(2)} = \sigma_{(2)} v n_e = \pi r_e^2 c n_e$

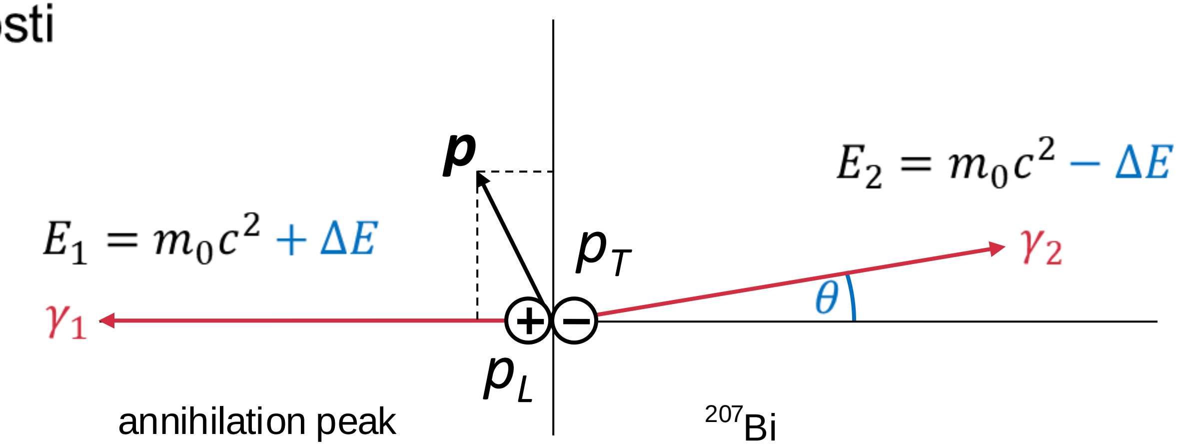
  n_e - elektronová hustota

Vliv nenulové rychlosti elektronů na anihilační fotony

- zákon zachování energie a hybnosti

$$p_L = \frac{E_1}{c} - \frac{E_2}{c}\cos\theta \approx \frac{E_1}{c} - \frac{E_2}{c}$$

$$p_T = \frac{E_2}{c}\sin\theta \approx \frac{m_0 c^2}{c}\theta$$



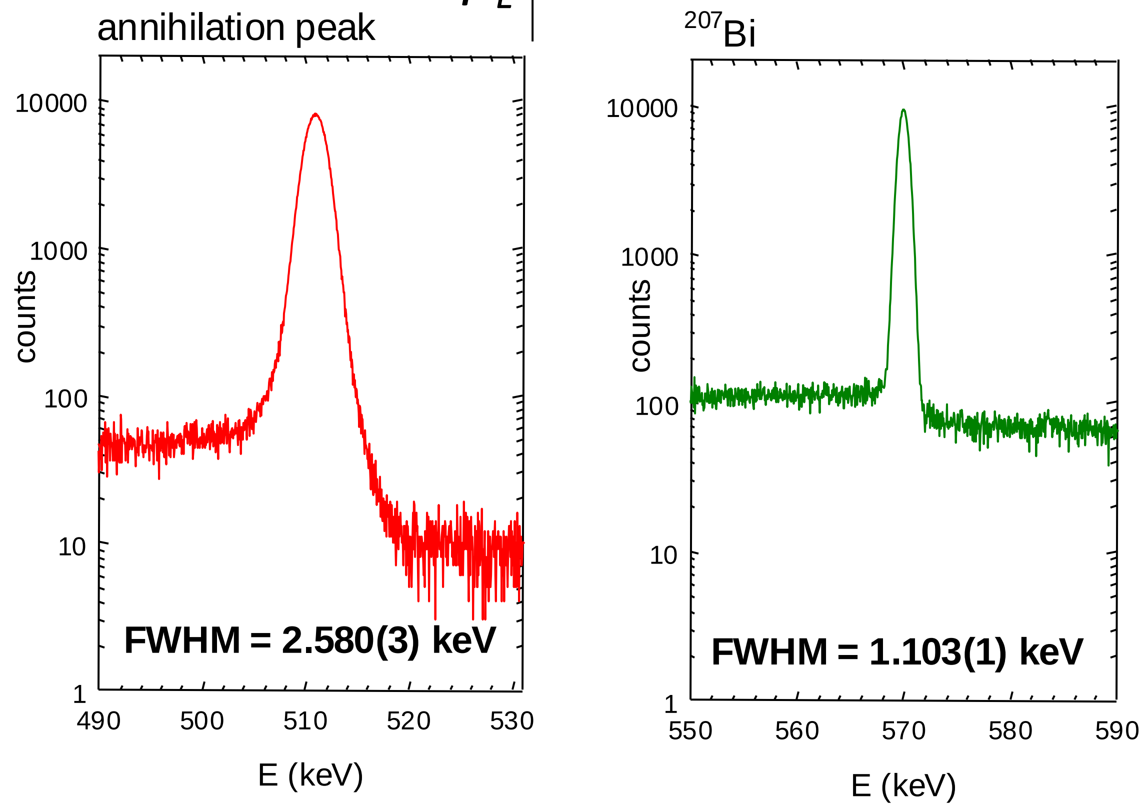
- Dopplerův posun energie ΔE

$$E_1 - E_2 = 2\Delta E = cp_L$$

$$E_1 + E_2 = 2m_0c^2$$

- odchylka od antikolinearity θ

$$\theta = \frac{p_T}{m_0 c}$$



Doba života pozitronů

- doba života = doba termalizace + **doba difúze**

- pravděpodobnost anihilace

$$P_{(2)} = \sigma_{(2)} v n_e = \pi r_e^2 c n_e$$

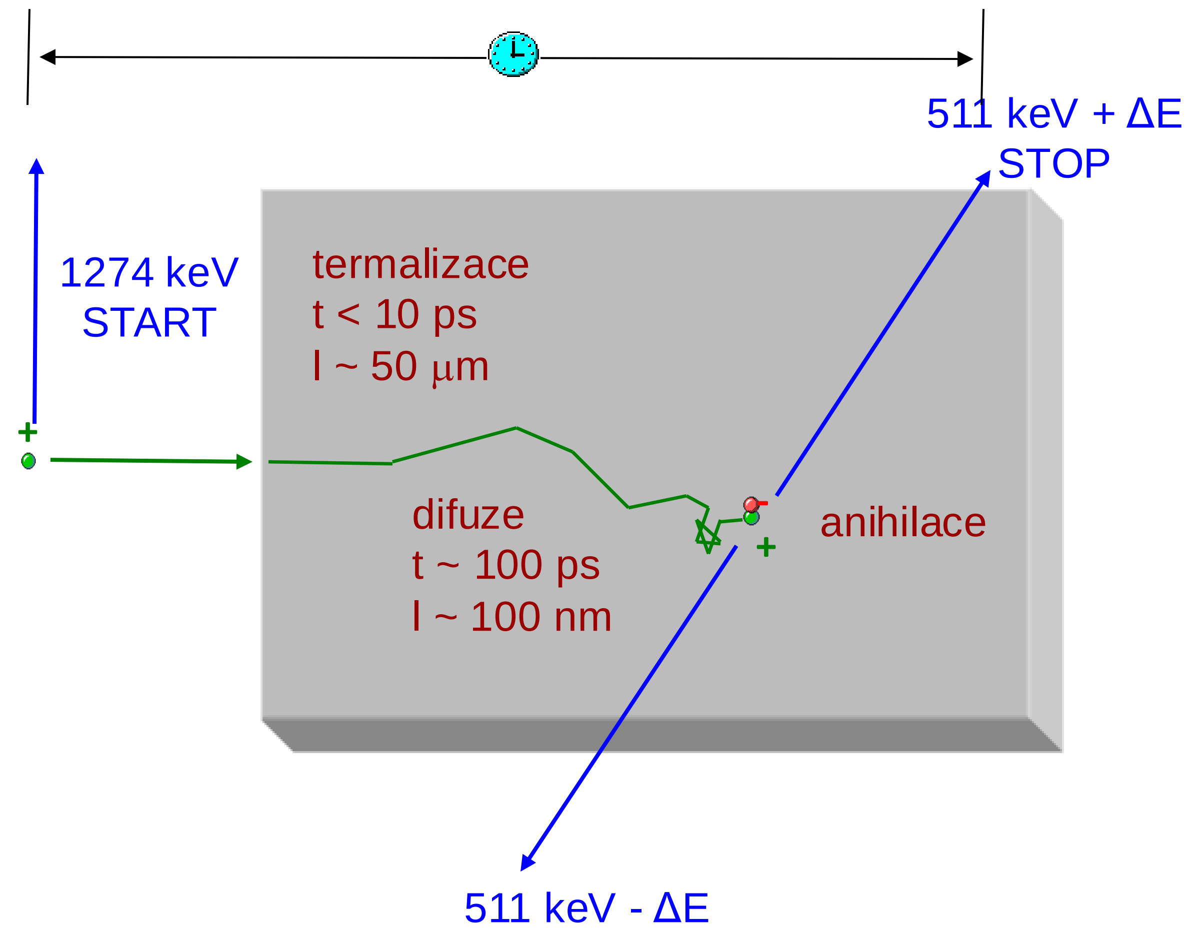
- anihilační rychlost

$$\lambda = \pi r_e^2 c \int n_-(\vec{r}) n_+(\vec{r}) \gamma(n_-) \mathrm{d}\vec{r}$$

- doba života pozitronů

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

- enhancement factor $\gamma\big(n_-(\vec{r})\big)$

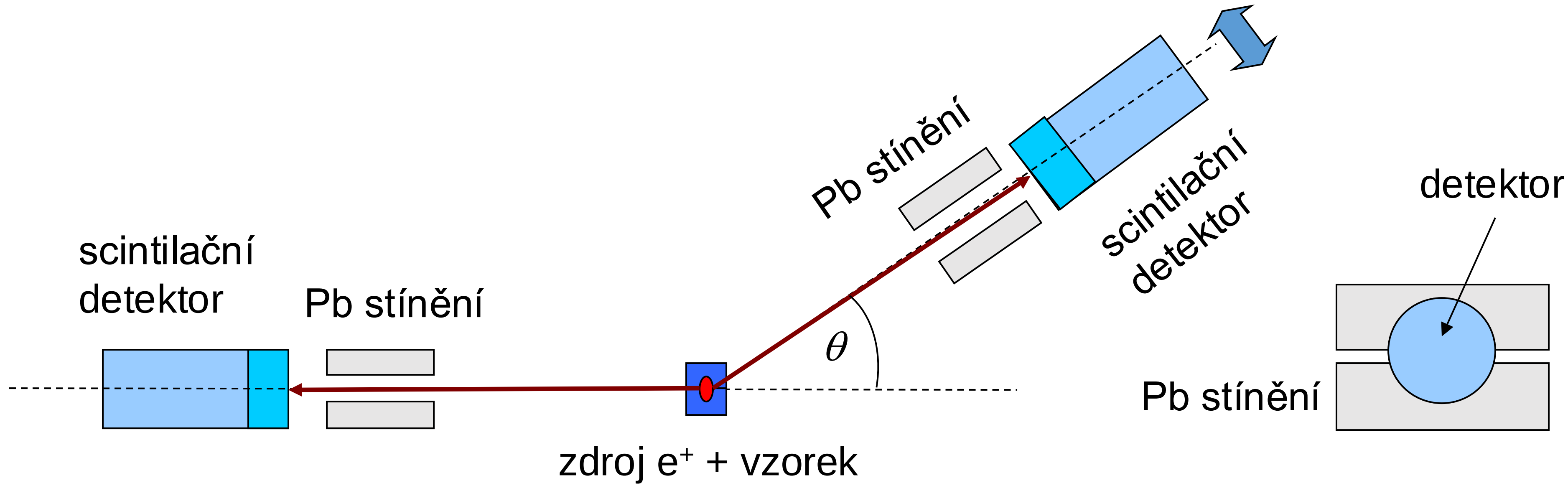


Anihilace pozitronů - pozorovatelné

- doba života pozitronů **LT** (τ, E) → scintilační detektory
- úhlové korelace **ACAR** (τ, θ) → scintilační detektory
- Dopplerovské rozšíření **DB** (E, τ) → polovodičové detektory
- **scintilační detektory** (scintilátor + fotonásobič)
  - výborné časové rozlišení
  - horší energetické rozlišení
- **polovodičové detektory** (HPGe)
  - vynikající energetické rozlišení
  - špatné časové rozlišení

Měření doby úhlových korelací (ACAR)

- long slit geometrie

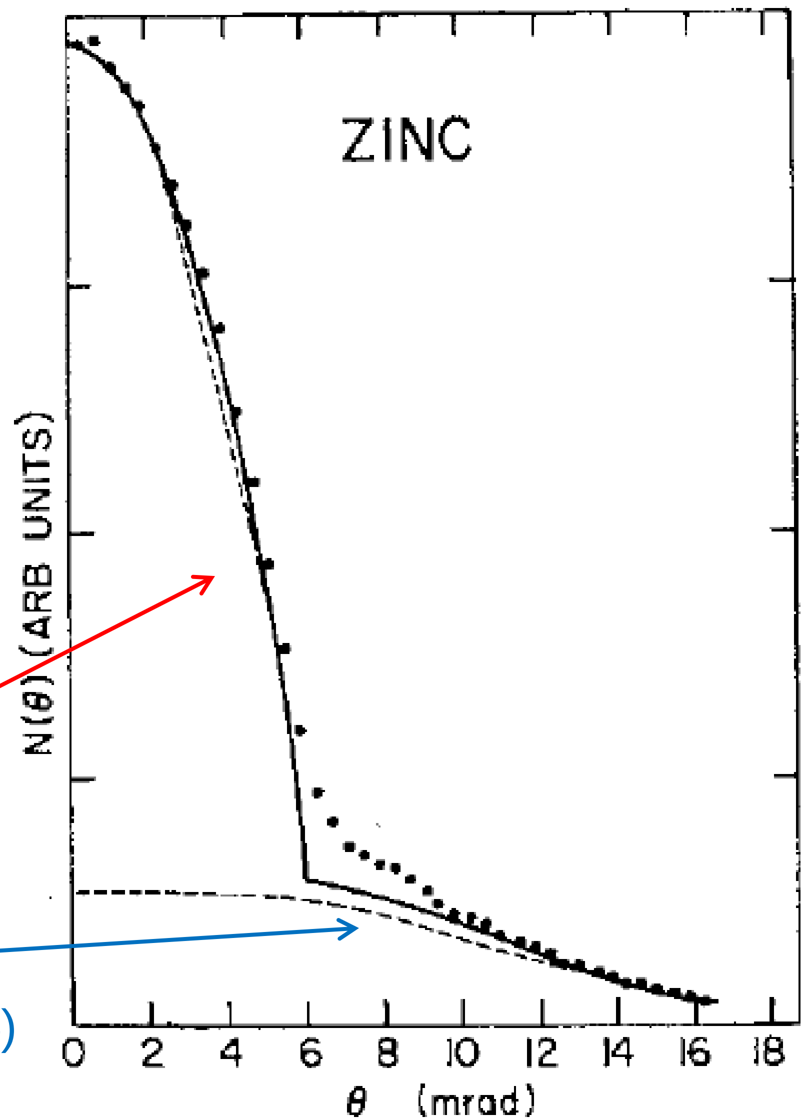


Měření doby úhlových korelací (ACAR)

- rozdělení hybností elektronů v materiálu

$$\theta = \frac{p_T}{m_0 c} \qquad \Delta E = \frac{1}{2} c p_L$$

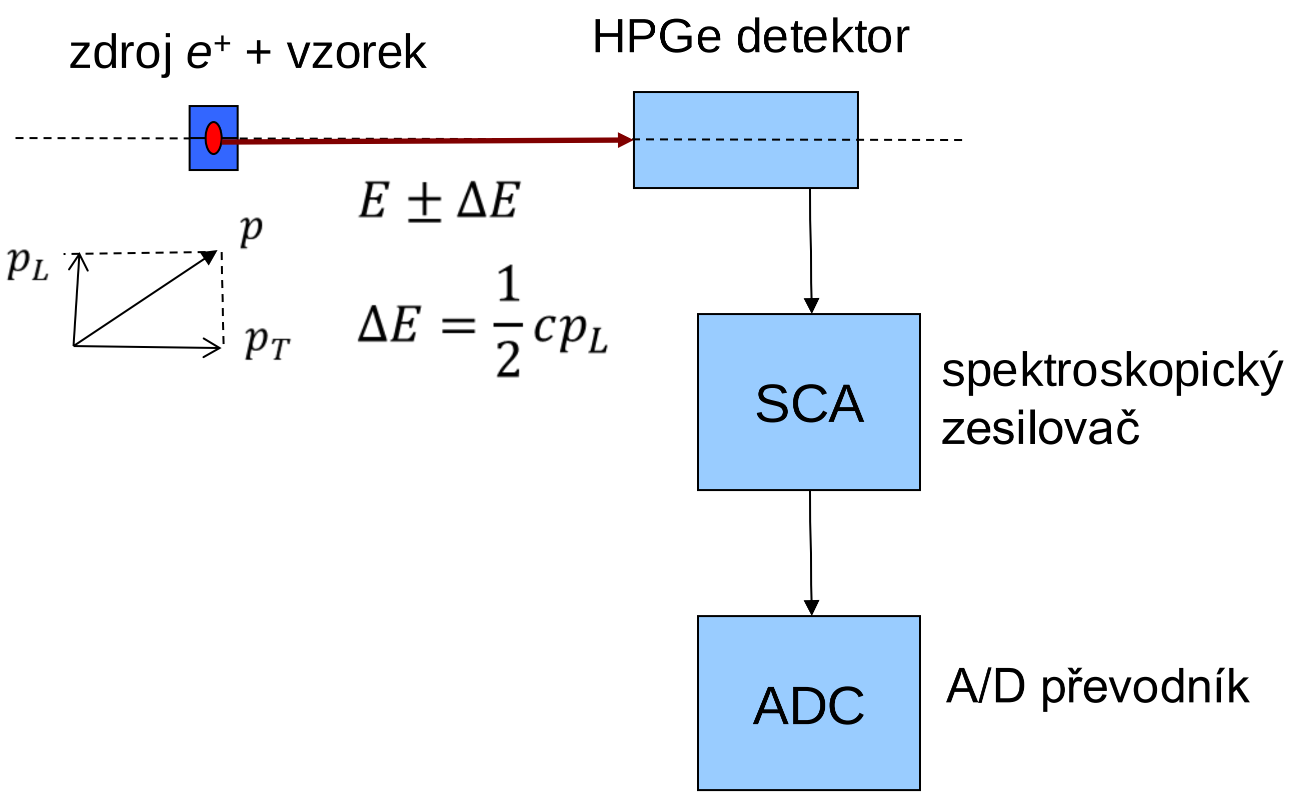
- mapování hybností v monokrystalech
- izotropní rozdělení v polykrystalech



vodivostní e$^-$
(pomalejší -- menší p_T)

core e$^-$
(rychlejší -- větší p_T)

Měření Dopplerovského rozšíření (DB)



Srovnání rozlišení DB vs ACAR

- **ACAR** $$\theta = \frac{p_T}{m_0 c}$$

  neurčitost úhlu $\Delta\theta \approx 1\ \mathrm{mrad}$

  $$\Rightarrow \Delta p_T \approx \Delta\theta \frac{m_0 c^2}{c} \approx 0.5 \frac{\mathrm{keV}}{c}$$

- **DB** $$\Delta E = \frac{1}{2} p_L c$$

  neurčitost energie $\Delta E \approx 1\ \mathrm{keV}$

  $$\Rightarrow \Delta p_L \approx \frac{2\Delta E}{c} \approx 2 \frac{\mathrm{keV}}{c}$$

Měření Dopplerovského rozšíření – tvarové parametry

- **S parametr**

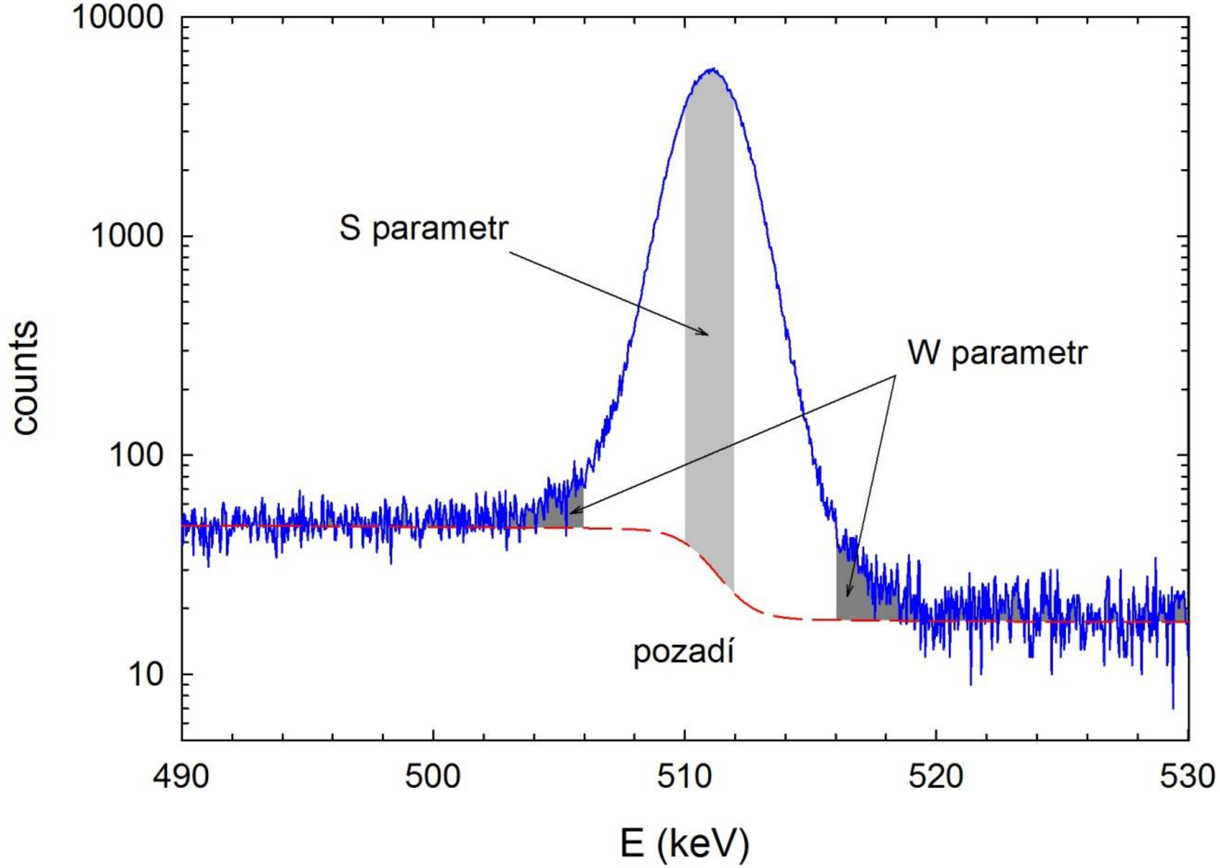
$$S = A_{centr}/A_{tot}$$

$$S = \eta_B S_B + \sum_{i=1}^{n} \eta_{D_i} S_{D_i}$$

volné e^+

e^+ zachycené v defektech

referenční vzorek: $S_0 = 0.5$



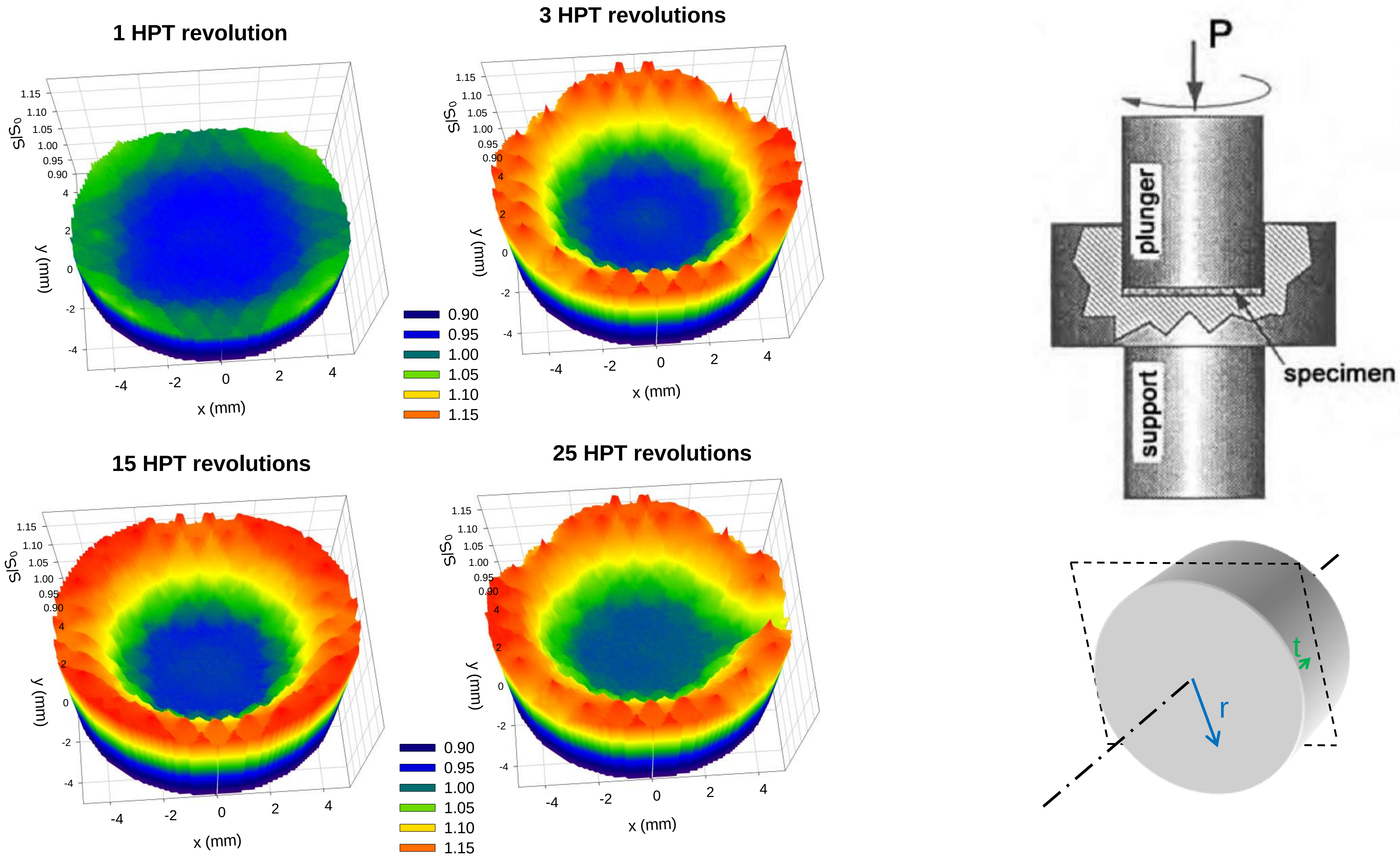
- **W parametr**

$$W = A_{tails}/A_{tot}$$

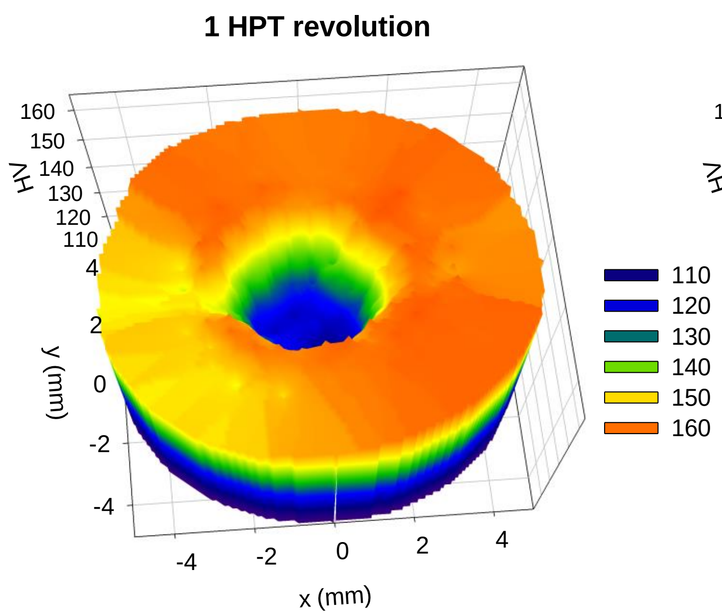
  - S = míra podílu anihilací e^+ s valenčními e^-
    →nárůst koncentrace defektů = nárůst S parametru

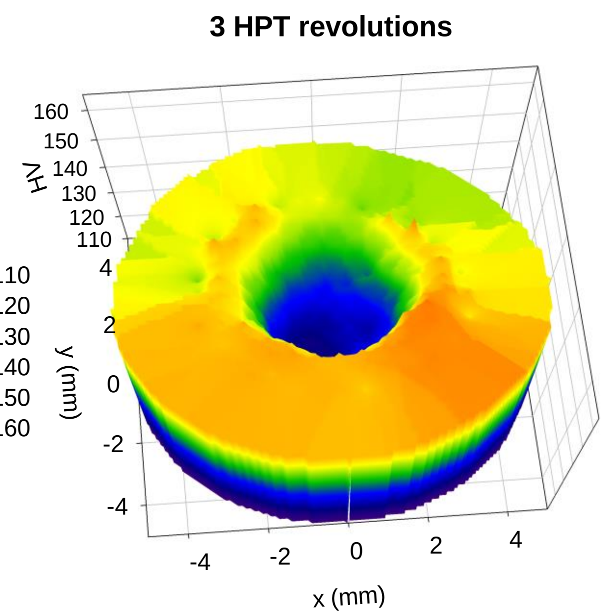
  - W = míra podílu anihilací e^+ s core e^- (chemické okolí defektu)

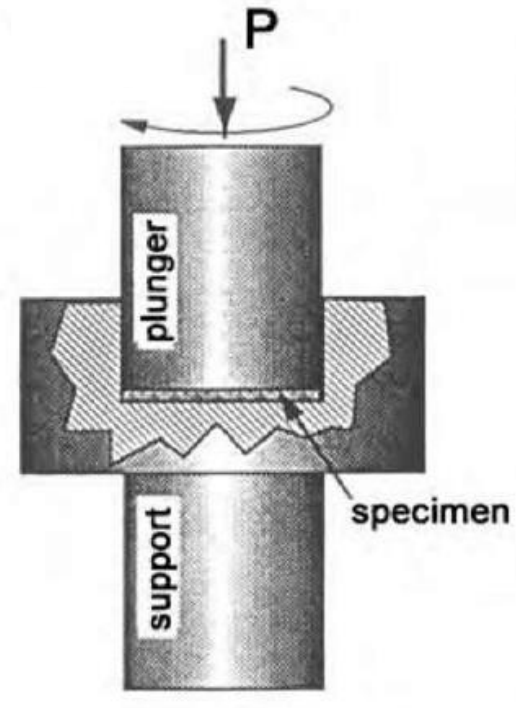
Měření Dopplerovského rozšíření – tvarové parametry

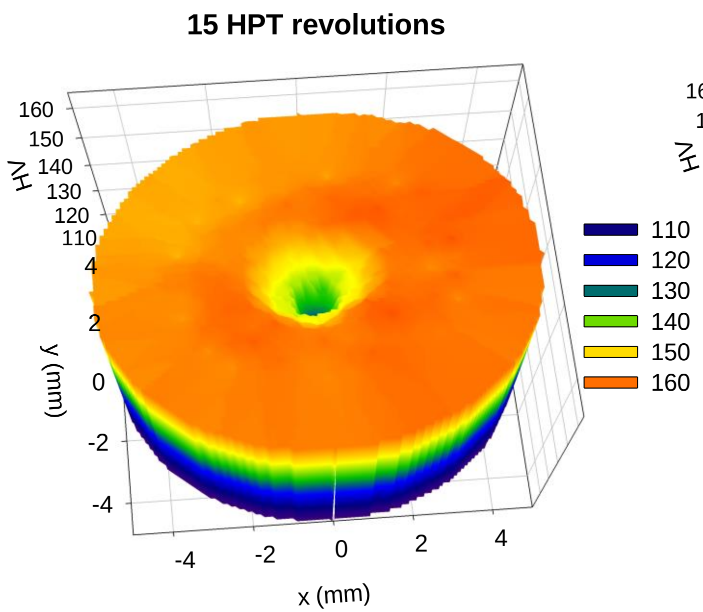


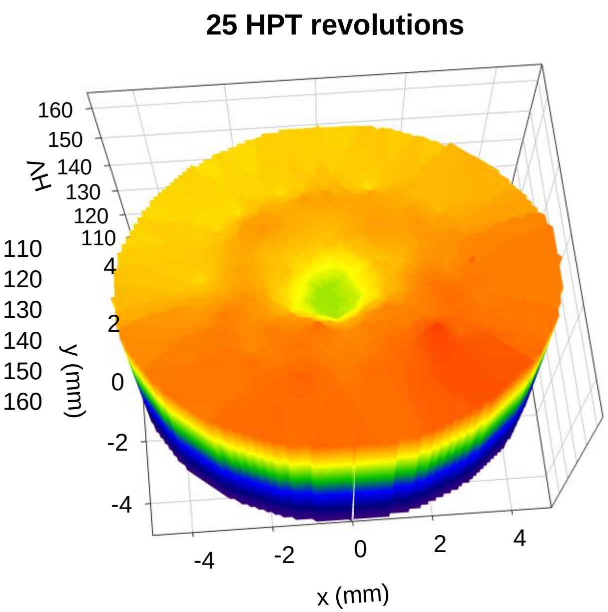
Srovnání s mikrotvrdostí

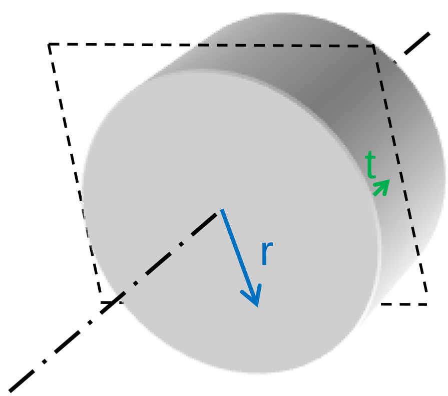






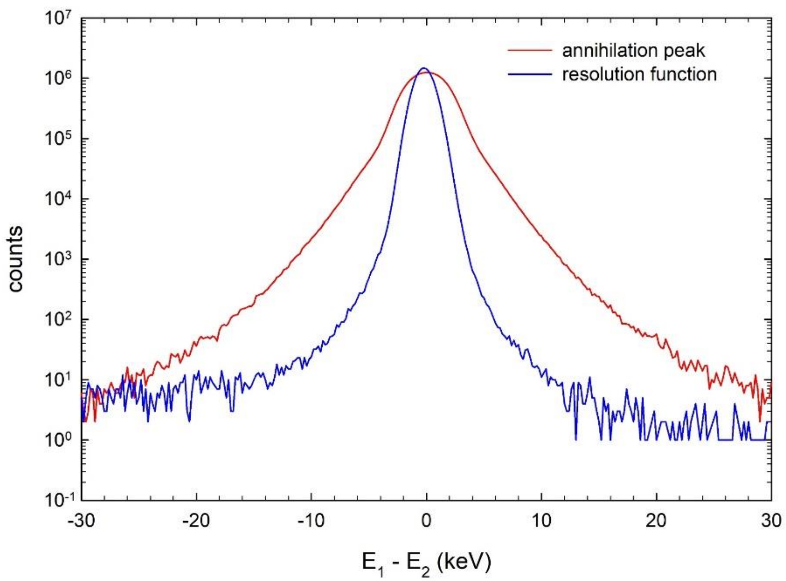


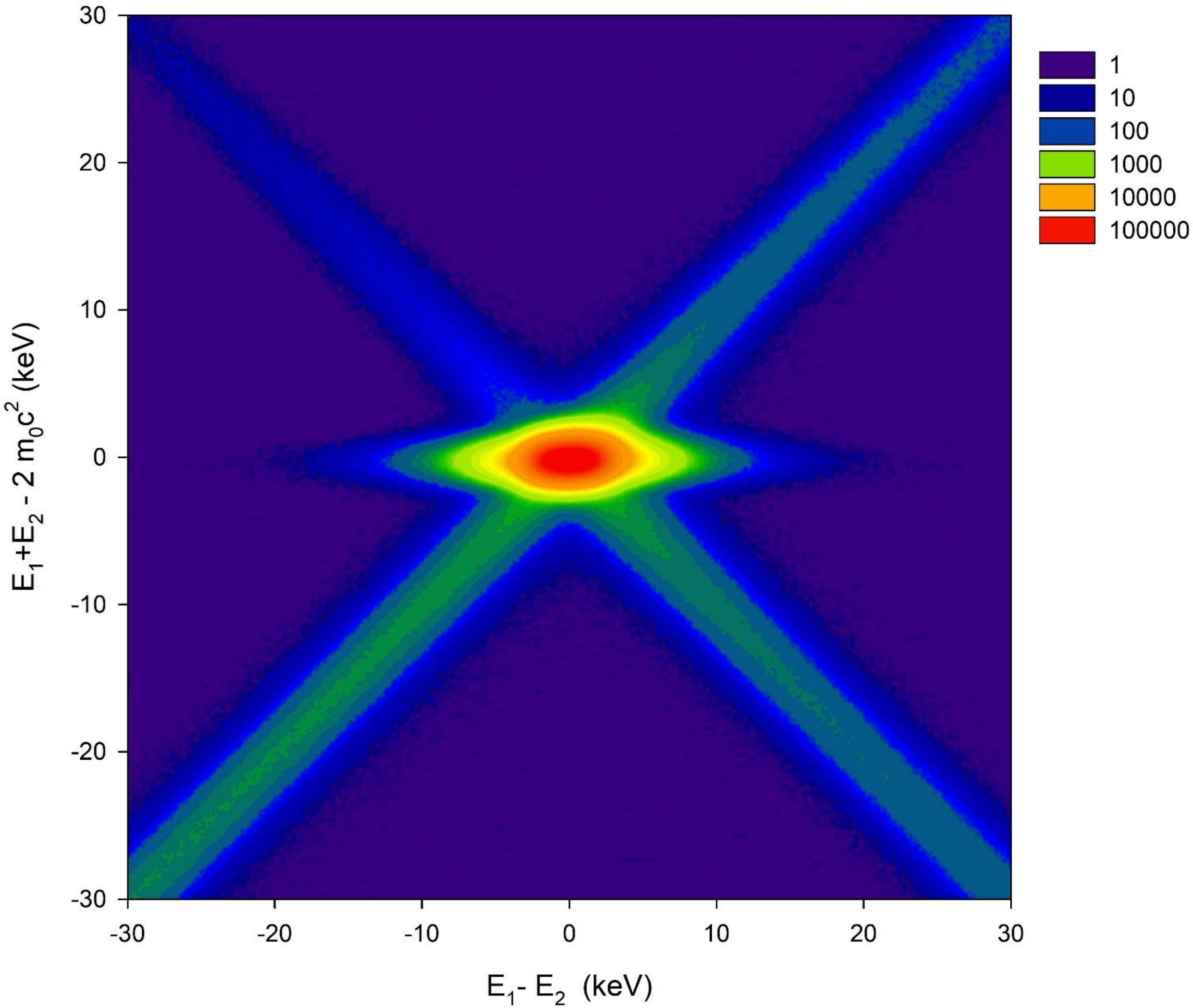




Koincidenční měření Dopplerovského rozšíření (CDB)

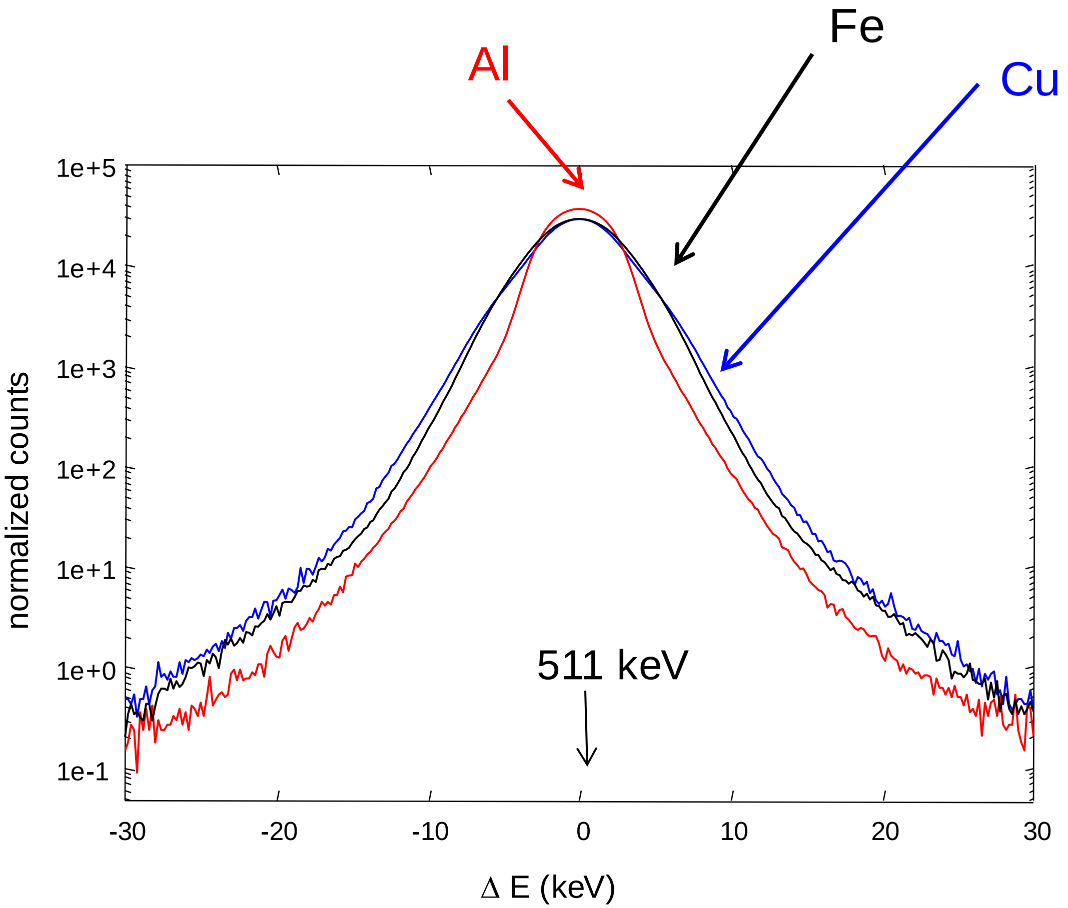
- $E_1 - E_2 = 2\Delta E$
  - Dopplerovský posun
- $E_1 + E_2 = 2m_0c^2$
  - rozlišovací funkce

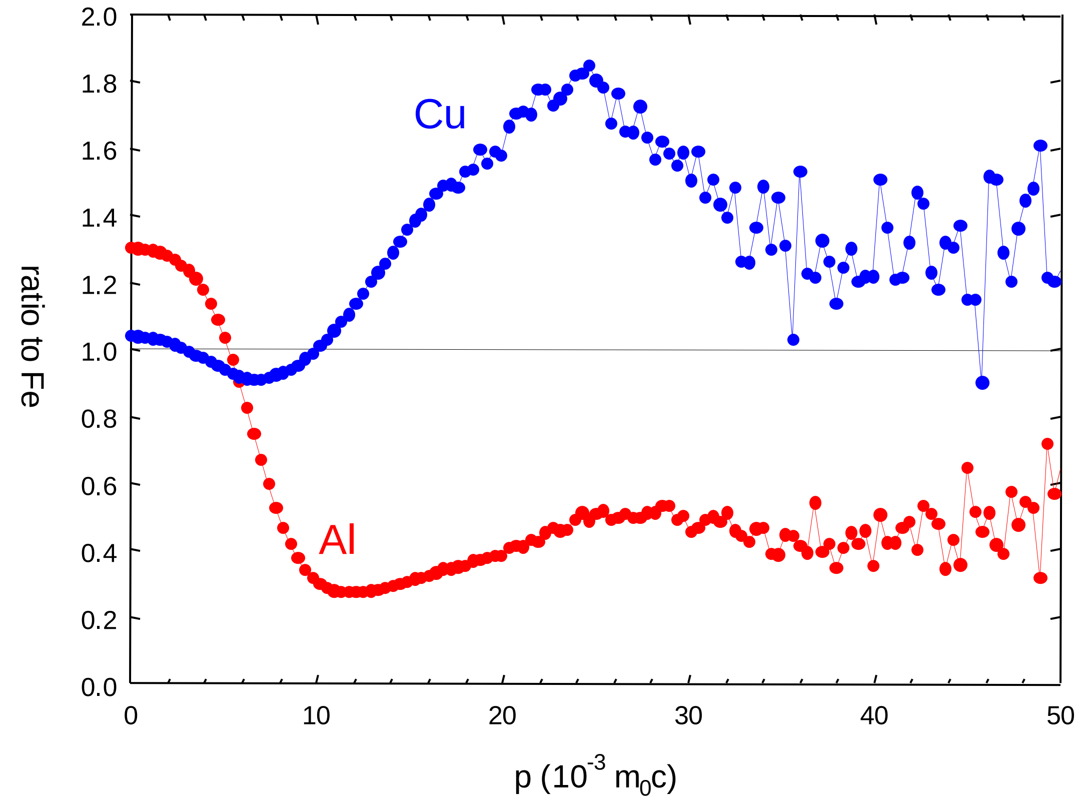




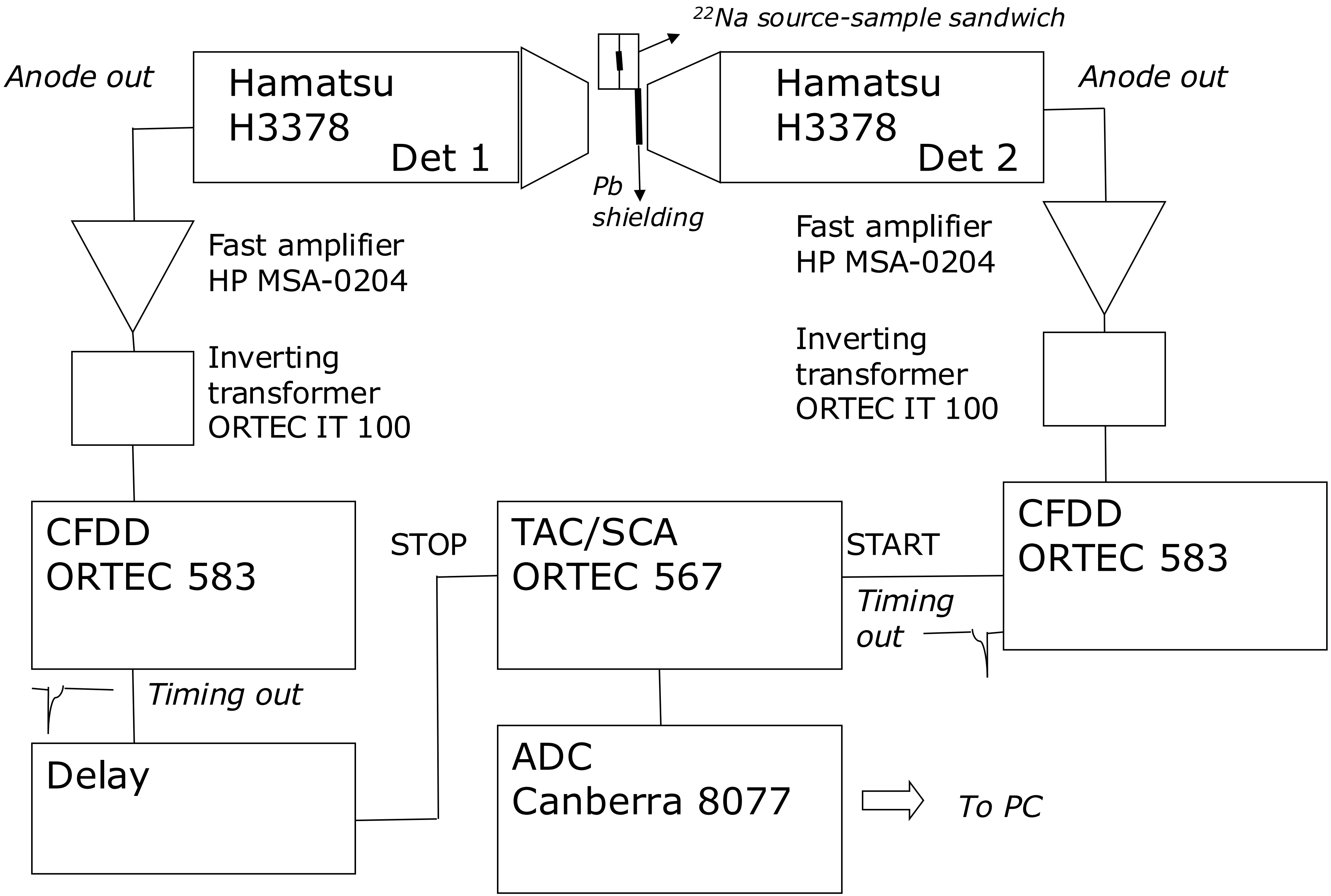
Koincidenční měření Dopplerovského rozšíření (CDB)

- podílové CDB křivky = chemické okolí defektu

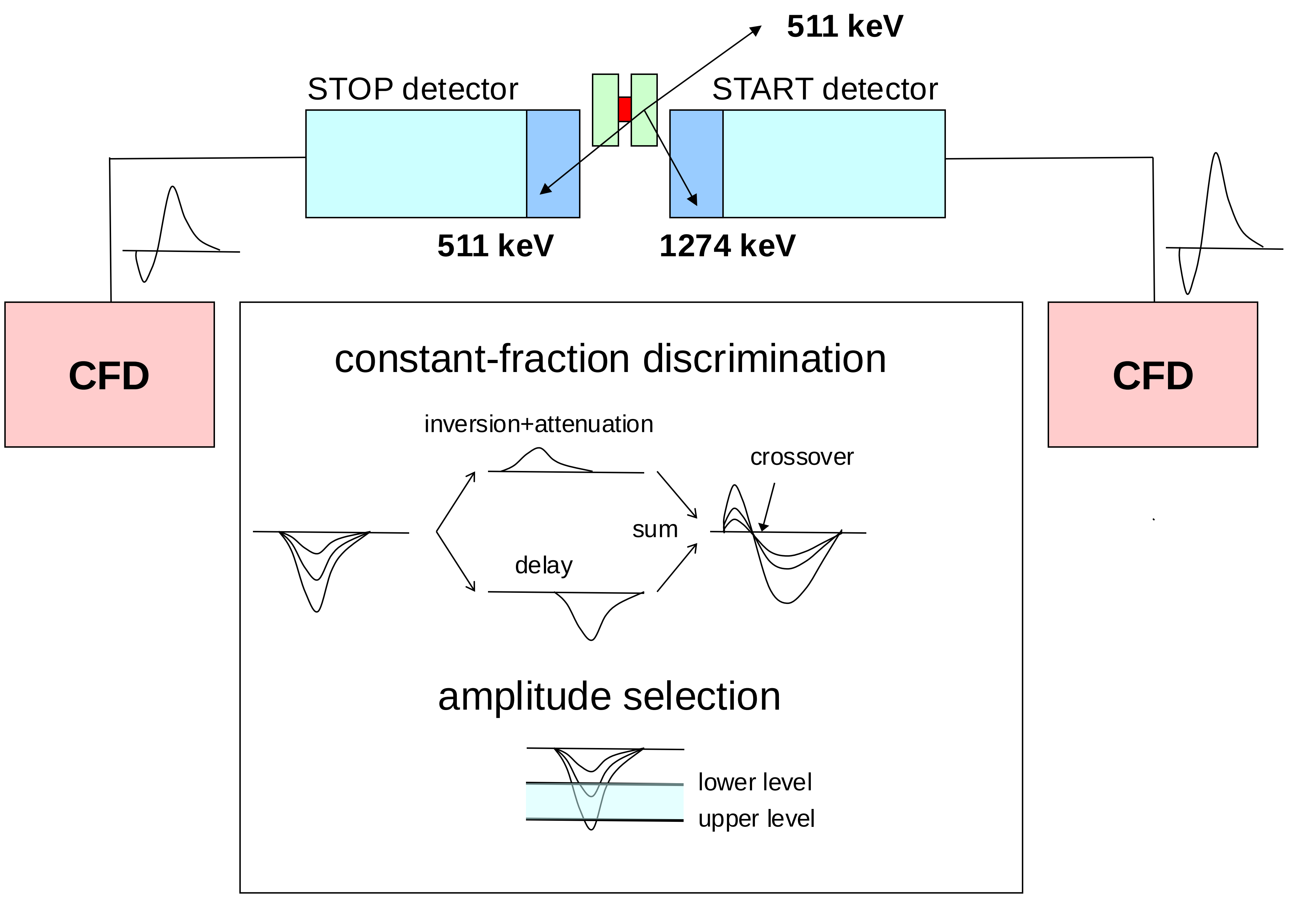




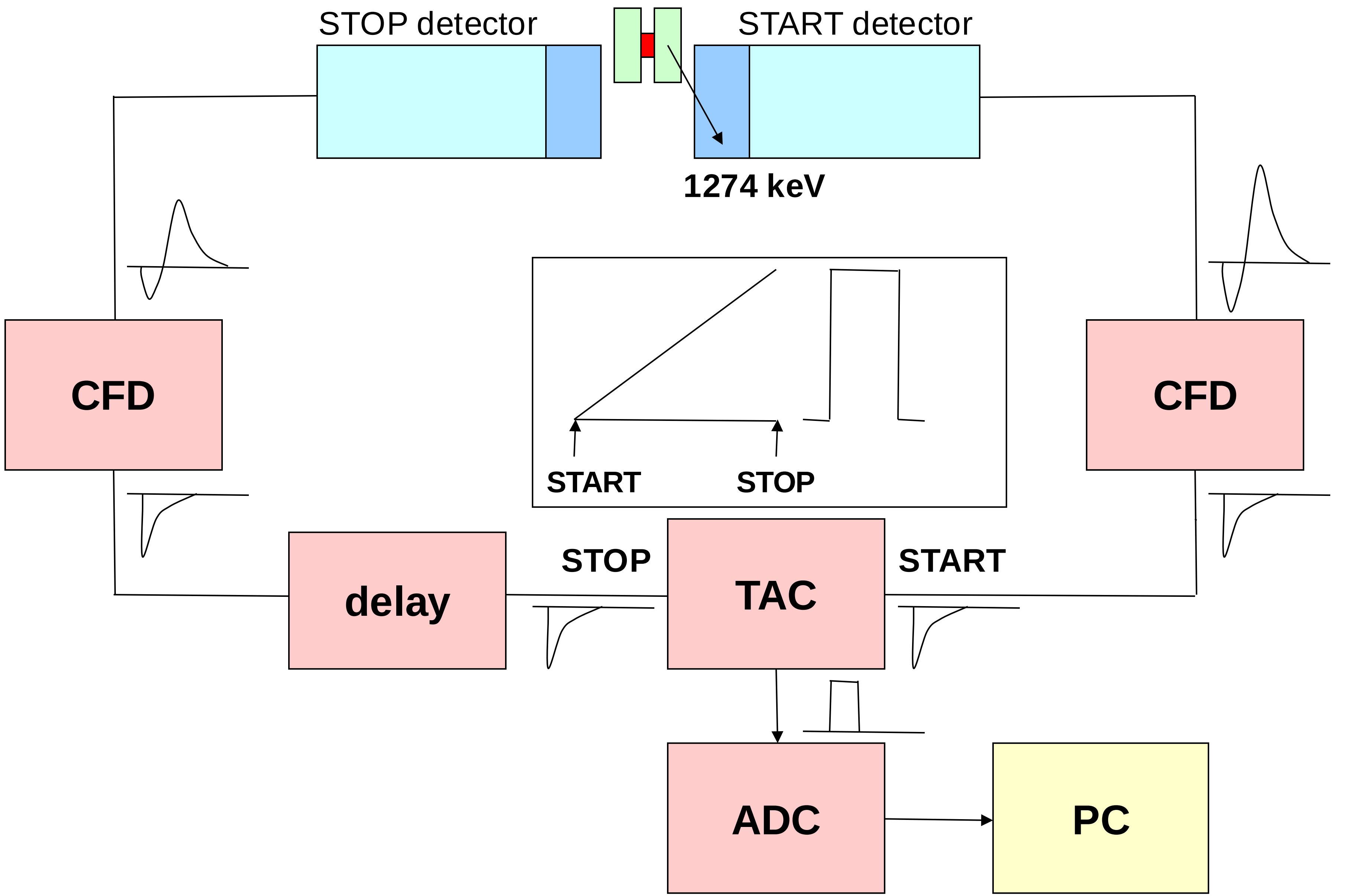
Měření doby života pozitronů – analogový spektrometr



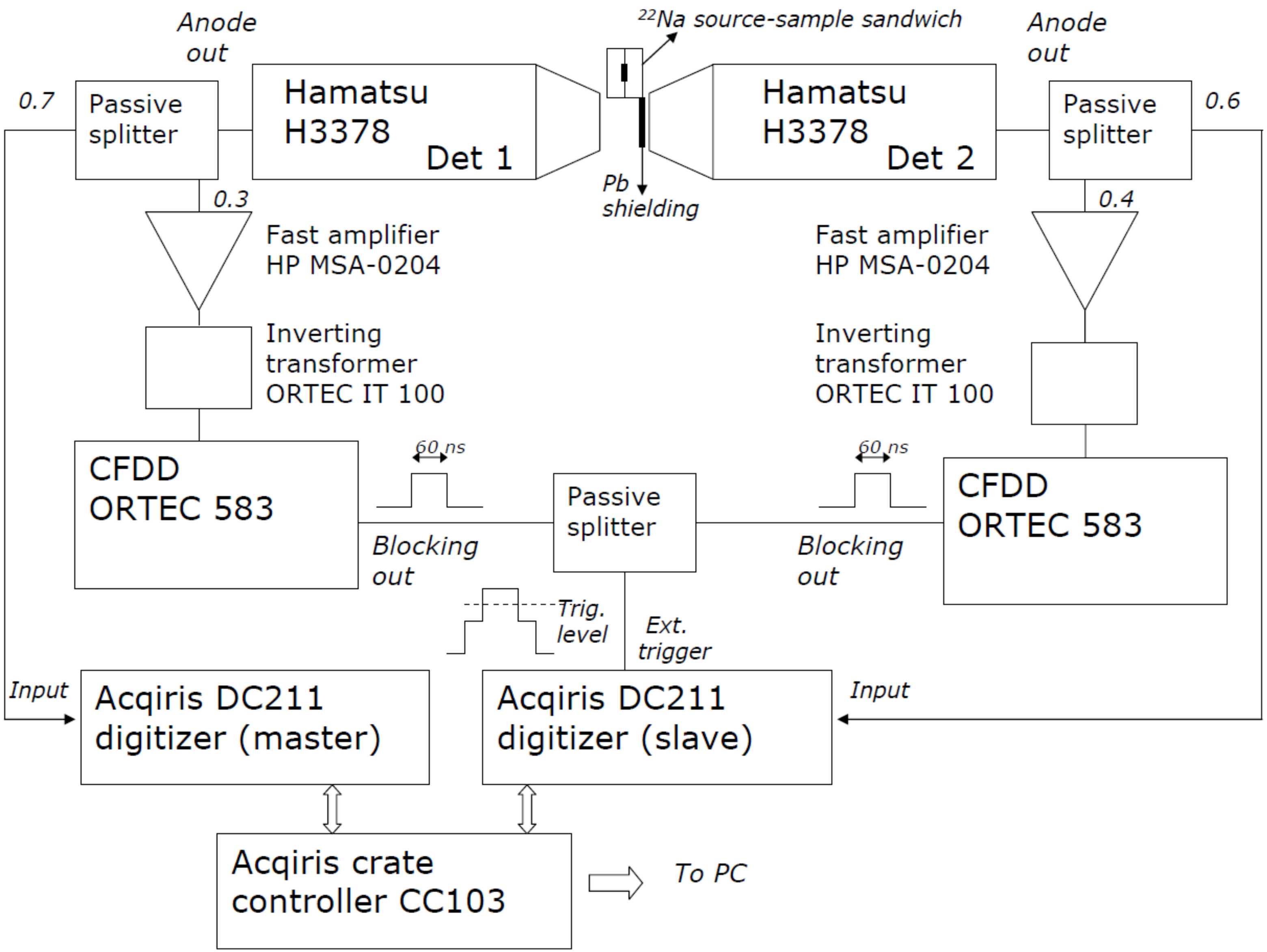
Měření doby života pozitronů – analogový spektrometr



Měření doby života pozitronů – analogový spektrometr



Měření doby života pozitronů – digitální spektrometr

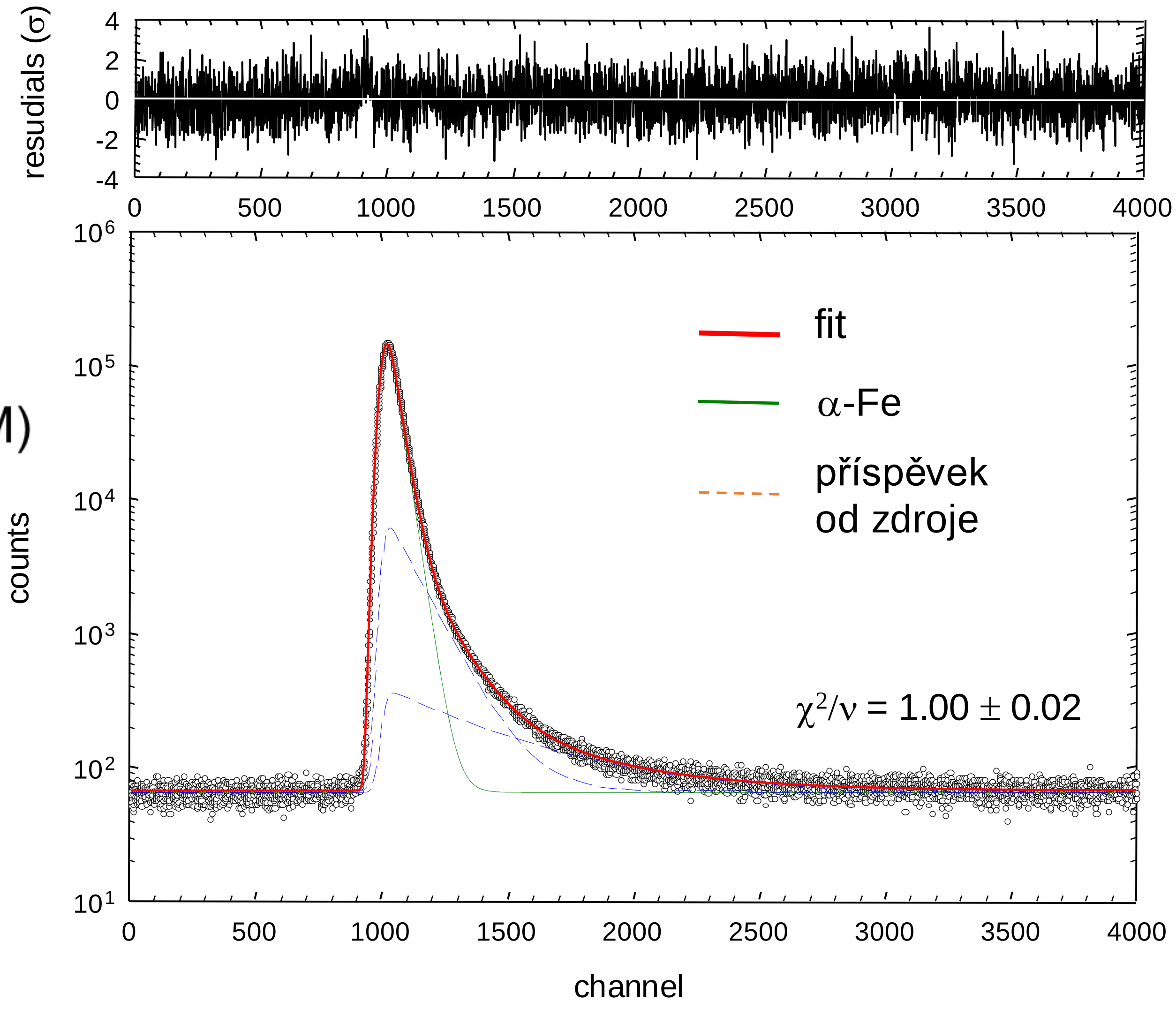


Měření doby života pozitronů

- referenční vzorek vyžíhané α-Fe (99.999%)
- zářič ^{22}Na (1.2 MBq)
- celková statistika 8 × 10^6
- α-Fe: $\tau = 107.0(3)$ ps
- časové rozlišení 145 ps (FWHM)

$$S_{id}(t) = \frac{I_f}{\tau_f} e^{-\frac{t}{\tau_f}} + \sum_{i=1}^{n} \frac{I_{D_i}}{\tau_{D_i}} e^{-\frac{t}{\tau_{D_i}}}$$

$$S_{real}(t) = S_{id} * R(t) + B$$

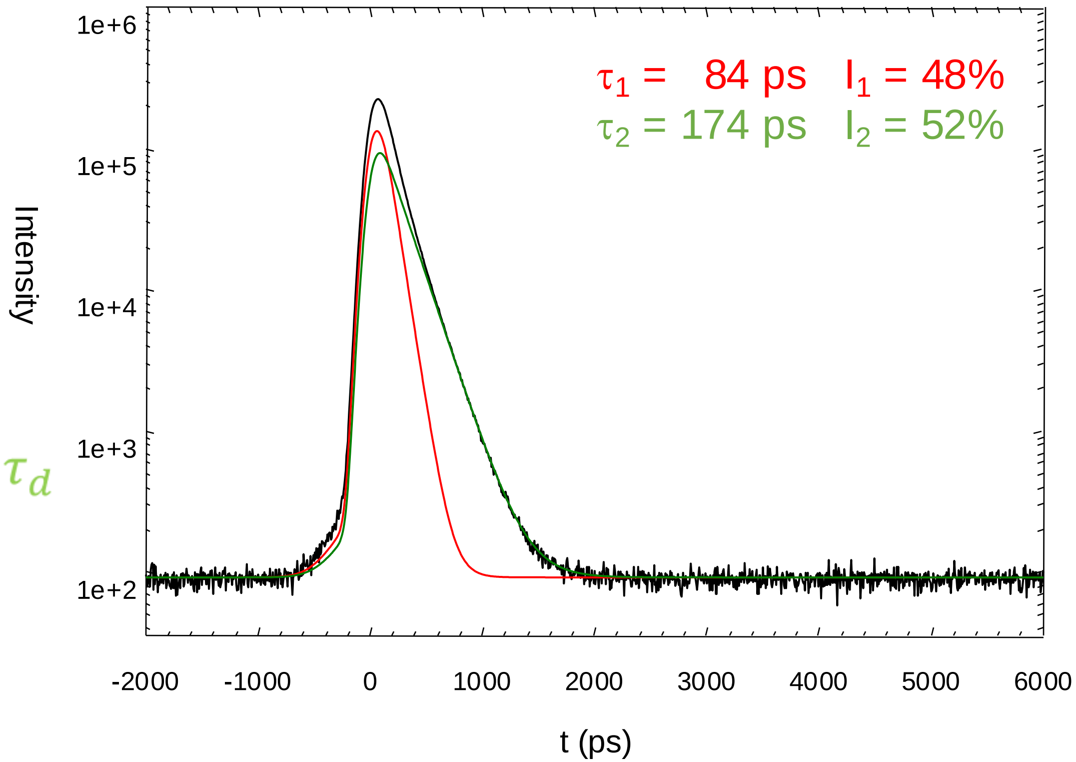


Měření doby života pozitronů

- deformovaný vzorek Nb

$$S_{id}(t) = \frac{I_f}{\tau_f} e^{-\frac{t}{\tau_f}} + \sum_{i=1}^{n} \frac{I_{D_i}}{\tau_{D_i}} e^{-\frac{t}{\tau_{D_i}}}$$

  - volné pozitrony τ_f
  - pozitrony zachycené v defektech τ_d (n typů defektů – vakance, dislokace atd.)



- doby života → typy defektů
- intenzity → koncentrace defektů