

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta elektrotechnická



DIPLOMOVÁ PRÁCE

2020

Bc. Jakub Malíř

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta elektrotechnická

Katedra elektrotechnologie

**Návrh a realizace elektronické části
stříbrného aktivačního detektoru neutronů**

**Design and implementation of electronic
unit of silver activation neutron detector**

Studijní program: Elektrotechnika, energetika a management
Studijní obor: Technologické systémy

**Květen 2020
Praha**

**Vypracoval: Bc. Jakub Malíř
Vedoucí práce: Ing. Jakub Cikhardt, Ph.D.**

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Malíř** Jméno: **Jakub** Osobní číslo: **457032**
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra elektrotechnologie**
Studijní program: **Elektrotechnika, energetika a management**
Specializace: **Technologické systémy**

II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

Návrh a realizace elektronické části stříbrného aktivačního detektoru neutronů

Název diplomové práce anglicky:

Design and implementation of electronic unit of silver activation neutron detector

Pokyny pro vypracování:

Požadován je návrh a realizace elektronické části stříbrného aktivačního detektoru neutronů jehož součástí je stabilizovaný napájecí zdroj a čítač impulsů pro Geiger-Mullerovy trubice obalené stříbrnou folií a umístěné v PET moderátoru. Požadavky na napájecí zdroj: a) výstupní napětí v rozmezí 290-300 V DC, b) zdroj musí umožňovat dlouhodobý provoz v řádu hodin bez významné změny výstupního napětí. Požadavky na čítač: a) musí umožňovat čítání impulsů s frekvencí alespoň v řádu kHz, b) musí umožňovat komunikaci s PC s možností zasílání počtů impulsů v pravidelných časových intervalech a umožnit tak měření četnosti impulsů v závislosti na čase. c) Čítač musí umožňovat spouštění a nulování pomocí externích triggerovacích signálů. Celá elektronická část musí být realizována v podobě jednoho kompaktního modulu standardu NIM.

Seznam doporučené literatury:

- [1] G. F. Knoll: Radiation detection and measurement.
- [2] R.J. Lanter, D.E. Bannerman: The Silver Counter a Detector for Bursts of Neutrons, LANL report LA-3498-MS.
- [3] J. Cikhardt, High Energy Density Plasma Diagnostics Using Neutron and Gamma Detectors, Doctoral thesis, 2017.
- [4] M. Scholz: Plasma-focus and controlled nuclear fusion, 2014.
- [5] Z. Voda a team HW kitchen: Průvodce světem arduina.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

Ing. Jakub Cikhardt, Ph.D., katedra fyziky FEL

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **10.02.2020** Termín odevzdání diplomové práce: **22.05.2020**

Platnost zadání diplomové práce: **30.09.2021**

Ing. Jakub Cikhardt, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce

podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Mgr. Petr Páta, Ph.D.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Čestné prohlášení

„Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré informační zdroje, ze kterých jsem čerpal. Dále prohlašuji, že jsem postupoval v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů týkajících se vysokoškolských prací a že jsem při práci využíval pouze legální programové vybavení.“

Datum:

.....
Bc. Jakub Malíř

Poděkování

Velmi rád bych poděkoval především vedoucímu práce, panu Ing. Jakubu Cikhardtovi, Ph.D. za cenné rady a pomoc při návrhu, výrobě a testování čítače. Dále bych rád poděkoval katedře fyziky FEL ČVUT v Praze za možnost pravidelných návštěv laboratoří a všem mým přátelům a rodičům, kteří při mně stáli a podporovali mě.

Abstrakt

Tato diplomová práce je věnována vývoji elektronické části detektoru impulzního neutronového záření na principu jaderné aktivace stříbra. Elektronika zde zajišťuje chod Geiger-Müllerových trubic, které detekují rozpadové záření stříbra aktivovaného neutronovým záchyttem. Součástí elektronické části neutronového detektoru je zdroj stabilizovaného napětí pro napájení Geiger-Müllerových trubic, synchronizační obvody (trigger) a čítač impulzů generovaných Geiger-Müllerovými trubicemi založený na mikropočítači Arduino včetně displeje zobrazujícího provozní údaje. Elektronická jednotka umožňuje synchronizaci 5 V, 200 V a optickými impulzy, datovou komunikaci s PC pomocí rozhraní USB a záznam časového vývoje četnosti impulzů Geiger-Müllerových trubic. V rámci této diplomové práce byla elektronická část navržena, sestavena a odzkoušena během experimentů na plazmatickém fokusu PFZ-200.

Klíčová slova

Z-pinč, jaderná fúze, neutrony, Geiger-Müllerův čítač, Arduino

Abstract

This diploma thesis is devoted to the development of the electronic unit of the neutron pulses detector. The electronic unit secures a function of the Geiger-Muller tubes which detect decay radiation of the silver activated by neutron capture. The electronic unit includes a synchronization circuit (trigger), a counter of the Geiger-Muller tubes pulses based on the micro-computer Arduino with a display showing operation data. The electronic unit allows the synchronization by 5 V, 200 V, and optical pulses, data transfer with PC using USB, and registration of the time dependence of the Geiger-Muller tubes pulse rate. In the frame of this thesis, the electronic unit was designed, constructed and tested in the experiments on the PFZ-200 plasma focus device.

Keywords

Z-pinch, nuclear fusion, neutrons, Geiger-Müller counter, Arduino

Obsah

1	Vlastnosti z-pinčů	5
1.1	Fyzikální povaha z-pinče, konfigurace	5
1.1.1	Základní fyzikální efekt z-pinče	5
1.1.2	Bennetova rovnováha	6
1.1.3	Základní konfigurace a typy z-pinče	7
1.1.4	Plazmatický fokus	9
1.2	Základní dynamické modely	11
1.2.1	Snowplough model	11
1.2.2	Slug model	12
1.3	Magnetohydrodynamický popis	14
1.3.1	Jednotekutinový MHD model	14
1.4	Základní nestability	15
1.4.1	Původ nestabilit z-pinče	15
1.4.2	Základní módy nestabilit	15
1.4.3	Rayleighova-Taylorova nestabilita	18
1.5	Aplikace z-pinčů	19
1.5.1	Původní koncept z-pinče a řízená termojaderná fúze	19
1.5.2	Zdroj rentgenového záření	20
1.5.3	Zdroj silných magnetických polí	22
1.5.4	Zdroj neutronového záření	22
2	Neutronové záření	24
2.1	Vlastnosti a zdroje neutronového záření	24
2.1.1	Povaha neutronového záření	24
2.1.2	Zdroje neutronového záření	24
2.1.3	Fúzní D+D a D+T reakce	25
2.1.4	D+D reakce v plazmatickém fokusu	27
2.1.5	Interakce neutronů s hmotou	29
2.2	Detekce neutronů	31
2.2.1	Principy detekce	31
2.2.2	Základní rozdělení detektorů	31
2.2.3	Fyzikální princip jaderné aktivace	32
2.2.4	Aktivační čítače	33
2.3	Geiger-Müllerův čítač	35
2.3.1	Základní charakteristika	35
2.3.2	Funkční prvky GM čítače	36
2.3.3	Účinnost čítání	37
3	Z-pinčová laboratoř na FEL ČVUT	39
3.1	Experimentální aparatura a diagnostika	39
3.1.1	PFZ-200	39
3.2	Diagnostika	41
3.2.1	Stříbrný aktivační čítač	41
3.2.2	Scintilační detektor	41
3.2.3	Rogowského cívka	41
3.2.4	Mikrokanálová zesilovací destička	42

4	Návrh a výroba čítače a zdroje pro Geiger-Müllerovy trubice	43
4.1	Výběr mikrokontroléru a konstrukce programu	43
4.1.1	Arduino rodina mikrokontrolérů	43
4.1.2	Vybraná deska Arduino UNO R3	44
4.1.3	Vlastní návrh programu	45
4.1.4	Vstupní ovládací prvky a výstupy	46
4.2	Návrh a výroba napájecího zdroje GM trubic a funkčního obvodu triggeru . .	48
4.2.1	Koncepce zvyšujícího měniče napětí s integrovaným obvodem 555 . . .	48
4.2.2	Návrh napájecího obvodu	49
4.2.3	Návrh a výroba funkčního obvodu triggeru s invertorem	51
4.3	Mechanické provedení jednotky	54
4.3.1	Základní parametry standardních modulů NIM	54
4.3.2	Návrh a výroba ovládacího panelu	56
4.3.3	Uložení jednotlivých částí do modulu NIM a propojení	57
5	Testování a zkoušení	58
5.1	Testování zdroje a invertoru	58
5.1.1	Nezatížený výstup zdroje	58
5.1.2	Testování s připojením GM detektoru	59
5.2	Testování v rámci experimentu na PFZ-200	62
5.2.1	Koncept experimentu a naměřená data	62
5.2.2	Rozpadové křivky izotopů stříbra	65
5.2.3	Výpočet neutronových zisků a porovnání s bublinkovými detektory . .	68
5.2.4	Výhledy do budoucna	71
6	Závěr	72

Seznam symbolů

Značka	Veličina
\mathbf{B}	vektor magnetické indukce
\mathbf{f}	vektor hustoty Lorentzovy síly
$\mathbf{j}, \mathbf{j}_z, \mathbf{j}_q$	vektor proudové hustoty
\mathbf{B}_θ	vektor azimutálního magnetické indukce
B_θ	velikost azimutální magnetické indukce
μ	magnetická permeabilita
p_m, p	magnetický tlak
p_{kin}	kinetický tlak
k_B	Boltzmannova konstanta
T_e, T_i, T	elektronová teplota, iontová teplota, teplota
n_e, n_i	elektronová hustota, iontová hustota
r, a, R	poloměr, celkový poloměr proudového vlákna
μ_0	permeabilita vakua
j_z	z-tová složka proudové hustoty
Z, Z_A, Z_B	protonové číslo
e	elementární náboj
N_i	počet iontů
$I, I(t), I_m, I_{max}$	celkový proud, funkce proudu, maximum proudu
C_0, L_0, R_0	kapacita, indukčnost, rezistivita
$L_p(t), R_p(t)$	indukčnost zátěže, rezistivita zátěže
U_0, U_{ab}	napětí zdroje, napětí mezi elektrodami
T, τ_m	perioda, doba maxima proudu
a_c	průměrné zrychlení proudové vrstvy
r_A, l, r_K	poloměr anody, délka anody, poloměr katody
p_0	počáteční tlak
c	rychlost světla
τ_c	celková doba postupu proudové vrstvy
$v_c, v_z(t)$	průměrná rychlost postupu proudové vrstvy, okamžitá rychlost
$\frac{dx}{dt}, \mathbf{u}, \mathbf{v}_s$	radiální rychlost, rychlost imploze, rychlost plazmatu
M	celková hmotnost plazmatu
\mathbf{n}	normálový vektor
σ_M	hustota stlačované hmoty
ρ, ρ_s, M_s	hustota plazmatu, liniová hustota
$R_0, r_0, R(t)$	počáteční poloměr, funkce poloměru
$\mu, \tau, \alpha(\tau)$	parametr
t_A	charakteristická doba imploze
$\Phi(\tau)$	bezrozměrná funkce proudu
α_p, α_s	poloha magnetické vrstvy, poloha vrstvy plazmatu
γ	Poissonova konstanta
p_s	tlak plazmatu
ρ_0	počáteční hustota plazmatu
v_s	rychlost rázové vlny
r_p, r_s	poloměr proudového vlákna, poloměr rázu
V	celkový objem
ρ_m, ρ_q	hustota hmoty, hustota náboje
\mathbf{u}	tekutinová rychlost

m_i, m_e	poměrná hmota iontů, poměrná hmota elektronů
q_i, q_e	náboj iontů, náboj elektronů
$\bar{\mathbf{V}} \equiv V_{kl}$	tenzor viskozity
\parallel, \perp	označení rovnoběžné složky, označení kolmé složky
$\mathbf{q}_i, \mathbf{q}_e$	tepelný tok iontů, tepelný tok elektronů
\mathbf{R}_T	termická síla
Q_Δ, Q_r	srážkový člen, radiační člen
σ	měrná elektrická vodivost
\mathbf{E}	vektor intenzity elektrického pole
P_e	celkový elektronový tlak
L	charakteristický rozměr plazmatu
$k, \mathbf{k}, \mathbf{m}$	vlnové číslo, vlnový vektor, mód vlny
ω	úhlová rychlost
I_m, K_m	funkce
A, B, C, D	konstanty
q	parametr
Φ	potenciál pole
\mathbf{a}	obecné zrychlení
$\eta, \eta_0, \eta(t)$	amplituda vlny na rozhraní, počáteční hodnota amplitudy, funkce amplitudy
A	Atwoodovo číslo
ρ_1, ρ_2	hustoty tekutin
ν, D	kinematická viskozita, difúzní koeficient
ψ	funkce
Y, Y_n	neutronový zisk
τ, τ_c	doba udržení plazmatu
Π, Π_{opt}	bezrozměrný parametr
E	energie neutronu
N	počet neutronů s energi E
T	konstanta
σv_r	účinný průřez srážky částic A, B
v_r	relativní rychlost částic A, B
w_{AB}	zisk ze srážky částic A, B
n_A, n_B	hustoty částic A, B
δ_{AB}	Kroneckerovo delta
$\mathbf{v}_A, \mathbf{v}_B$	rychlosti částic A, B
$f(\mathbf{v}) d^3v$	rychlostní rozdělení
$\langle \rangle$	značení střední hodnoty
h	Planckova konstanta
ϵ_0	permitivita vakua
E_{fAB}	výtěžek z reakce částic A, B
$Q_{A,B}$	vstupní energie
r_p, l	poloměr plazmatického sloupce, délka
$\langle \sigma v_r \rangle_{DD}$	účinný srážkový průřez D+D reakce
R	četnost daného typu reakce
ϕ	neutronový tok
$\Sigma, \Sigma_{tot}, \Sigma_m$	inverzní délka
$I, I(0)$	intenzita neutronového záření
d	tloušťka materiálu
λ	střední volná dráha, rozpadová konstanta

$n, n(\mathbf{r})$	neutronová hustota, neutronová hustota v bodě \mathbf{r}
RR	poměrná rychlost jaderných reakcí
T	poločas rozpadu
$A(t), A_\infty, A_0$	aktivita, nasycená aktivita, dosažená aktivita
B	záření pozadí
C	počet píků

Úvod

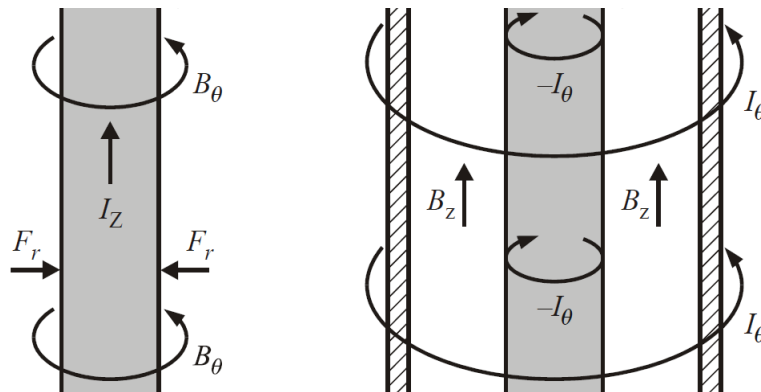
Z-pinč byl považován za nadějný termonukleární zdroj energie od 60. let minulého století, avšak během desetiletí experimentů a výzkumu prokázán netermální původ většiny pozorovaných fúzních reakcí a zájem o z-pinče se začal vytrácet. Přes tyto neúspěchy jsou z-pinče stále významnými experimentálními zařízeními v oblasti výzkumu fyziky plazmatu s vysokou hustotou energie. Výzkum neutronové produkce rovněž patří spolu s emisí rentgenového záření a generace silného magnetického pole k hlavním oblastem výzkumu těchto silnoproudých výbojů. V experimentálním výzkumu hrají rozhodující roli dva činitelé - návrh experimentu a technologické možnosti. V případě detekce neutronového záření ať už fúzního či jiného původu jde o účinnost detekce a případně časové a spektrální rozlišení. Jelikož se v tomto případě jedná o relativně krátký impuls, je využití aktivačního detektoru s izotopy stříbra vhodnou volbou, neboť z principu funkce je schopen detekovat i impulzy mnohem kratší než v případě z-pinčů. Ve stříbrném aktivačním detektoru dochází k jaderné aktivaci přírodního stříbra, jehož rozpadové záření je detekováno pomocí Geiger-Müllerových čítačů. Geiger-Müllerův čítač nabízí velmi snadné řešení pro detekci rozpadového záření, v našem případě částic β^- a s moderní elektronikou lze ihned provést analýzu a vyhodnotit neutronový zisk. Základem ke správné funkci tohoto detektoru a čítače je zajištění stálého napájení Geiger-Müllerových trubice napětím řádu stovek Volt a efektivní záznam jednotlivých výstupních impulsů GM trubice. Požadavky na čítání impulsů poté jsou dostatečná mezní frekvence čítání a záznam počtu impulsů v daném čase. Díky těmto údajům lze pak sestavit rozpadové křivky daných izotopů v aktivačním detektoru a následně určit neutronový zisk. Ověřený stříbrný aktivační detektor pak lze použít pro detekci neutronů v řadě nejen z-pinčových experimentů, ale také např. v jaderných fúzních experimentech na výkonových impulzních laserových systémech, jakým je např. laserový systém terawattové třídy PALS.

1 Vlastnosti z-pinčů

1.1 Fyzikální povaha z-pinče, konfigurace

1.1.1 Základní fyzikální efekt z-pinče

Z-pinč je silnoprůdový elektrický výboj charakteristický vznikem azimutálního magnetického pole kolem proudové vrstvy samotného výboje a dosažením velmi vysokých hustot a teplot plazmatu. Vývoj každého plazmatického výboje je ovlivňován mnoha faktory, jimiž mohou být geometrické rozměry výboje, uspořádání elektrodového systému, velikost přivedeného napětí nebo přítomnost vnějších elektrických a magnetických polí apod. Tyto parametry pak mají zásadní vliv na hustotu a teplotu, jež jsou pro vzniklé plazma klíčové. Výsledný charakter plazmatu je poté dán hlavně vývojem magnetického pole generovaného proudy a srážkovými projevy nabitých částic. Tyto dva parametry je tudíž nutné vždy zvážit při analýze jakéhokoli dalšího jevu. Pro začátek uvažujme pouze jednoduchý proudový svazek. Pokud zvolíme souřadnicovou soustavu tak, aby byl směr proudu shodný s osou z , pak podle Ampérova zákona $\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j}$ vzniká magnetické pole B_θ , které je orientováno azimutálně vzhledem k proudu. Takto generované magnetické pole zapříčiní společně s proudovou hustotou výboje vznik Lorentzovy síly, jejíž hustotu můžeme vyjádřit známým vztahem $f = jB_\theta$. Tato síla podle pravidel vektorového součinu působí kolmo vzhledem k vektoru proudové hustoty a roste s její velikostí. Magnetický tlak $p_m = \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu}$ tak získává gradient $\nabla p_m = \nabla \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu} - \frac{1}{\mu}(\mathbf{B}\nabla)\mathbf{B}$, který tím proudovou strukturu radiálně stlačuje. S klesajícím poloměrem proudového svazku ovšem roste koncentrace částic (elektronů a iontů), proudová hustota a tím i teplota. Pokud vyjádříme objemové koncentrace elektronů n_e a iontů n_i a dále teplotu elektronů T_e a iontů T_i v proudovém svazku, můžeme pak vyjádřit kinetický tlak částic vztahem $p_{kin} = k_B(T_e n_e + T_i n_i)$. Kinetický tlak působí proti silnějšímu magnetickému tlaku, který proudový svazek zaškrcuje, a dochází tak k jevu označovanému jako „pinč-efekt“ (z anglického *pinch* - „sevření, stlačení“). Tento jev je velmi dobře znám a s jeho pomocí je možné vytvořit plazma velmi vysokých hustot a teplot. Níže na 1.1 obrázku je zobrazena základní struktura popsání z-pinčového výboje a tzv. θ -pinčového výboje, kdy naopak vlivem azimutálních proudů vzniká axiální magnetické pole. Vzniklá Lorentzova síla opět radiálně stlačuje proudový svazek [9], [7].



Obrázek 1.1: Základní struktura z-pinče (vlevo) a θ -pinče (vpravo). [9]

Celý vývoj pinčového výboje můžeme zjednodušeně rozdělit na tři etapy. První z nich po-

pisuje časový vývoj proudu, kdy proud narůstá až do svého maxima. Po maximu proudu dochází k nejvyšší kompresi, kdy je silným magnetickým polem výboj dále zaškrčován, a dochází k maximu imploze s obrovským nárůstem hustoty a teploty plazmatu. V poslední etapě nastává vývoj nestabilit a vodivý kanál tvořený plazmatem je postupně přerušen. Hlavním úkolem je pak analýza jednotlivých stádií vývoje pinče založená na teoretických modelech a experimentálních výsledcích. Snahou teoretických modelů je popsat pinč ve stavu rovnováhy nebo navrhnout dynamický vývoj imploze a rozvoj nestabilit vedoucích k přerušení proudu a rozpadu pinče [7].

1.1.2 Bennetova rovnováha

Následující odvození je převzato z [6]. Uvažujme nabitě částice, jež se všechny pohybují s rychlostí v axiálním směru podél osy z . Proudovou hustotu j_z považujeme za konstantní a dále předpokládáme, že celkový proud protéká pouze v kruhové oblasti o poloměru a se středem v ose z . Ze vztahu pro hustotu Lorentzovy síly a definice tlaku pak vyjádříme gradient tlaku ve válcových souřadnicích, jež je z důvodu válcové symetrie dán pouze radiální složkou

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -j_z B_\theta \quad (1.1)$$

a dále z Ampérova zákona ve válcových souřadnicích obdržíme

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} = \mu_0 j_z. \quad (1.2)$$

Nyní integrujme předešlou rovnici přes poloměr R proudového svazku, dostaneme vztah pro magnetickou indukci

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{R} \int_0^R j_z r dr \quad (1.3)$$

a dosadíme do vztahu 1.1

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\mu_0 \frac{j_z}{r} \int_0^R j_z r dr. \quad (1.4)$$

Pokud označíme objemovou koncentraci iontů n_i , můžeme pak vyjádřit plošnou koncentraci částic v rámci kruhového průřezu proudového svazku poloměru a

$$N_i = \int_0^a 2\pi n_i r dr \quad (1.5)$$

Uvažujme nyní střední hodnoty teplot elektronů T_e a iontů T_i s nábojem Ze . Využijeme-li vztah pro kinetický tlak $p_{kin} = n_i k_B (ZT_e + T_i)$, lze pak psát

$$N_i k_B (ZT_e + T_i) = \int_0^a 2\pi p r dr. \quad (1.6)$$

Nyní s použitím $\int_0^a 2\pi p r dr = \int_0^a \pi d(r^2)$ integrujme pravou stranu rovnice 1.6 per partes

$$N_i k_B (ZT_e + T_i) = [\pi p r^2]_{r=0}^a - \pi \int r^2 \frac{\partial p}{\partial r} dr. \quad (1.7)$$

Předpokládáme, že kinetický tlak se uvnitř proudového sloupce neuplatňuje, proto můžeme první člen na levé straně rovnice 1.7 vypustit. Nyní dosadíme za parciální derivaci v druhém členu pravé strany rovnice 1.7 vztah 1.4. Obdržíme

$$N_i k_B (ZT_e + T_i) = \pi \int_0^a \mu_0 j_z r \left[\int_0^R j_z r dr \right] dr \quad (1.8)$$

Využijme substituci $y = \int_0^R 2\pi j_z r dr$ a zintegrujme předchozí vztah. Dostaneme

$$N_i k_B (ZT_e + T_i) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^a y dy = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{y^2}{2} \right]_{r=0}^a. \quad (1.9)$$

Dosadíme a úpravami dostaneme

$$N_i k_B (ZT_e + T_i) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\pi^2 j_z^2 a^2}{2} \quad (1.10)$$

a po konečné úpravě

$$8\pi N_i k_B (ZT_e + T_i) = \mu_0 I^2, \quad (1.11)$$

kde I je celkový proud. Rovnici 1.11 poprvé odvodil W. H. Bennet v roce 1934. Vztah je velmi významný, jelikož z celkového proudu lze tak určit střední teploty částic nebo koncentraci.[6] Prvotním předpokladem Bennetovy rovnováhy byla na začátku rovnost gradientů kinetického tlaku a magnetického tlaku $\nabla p_{kin} = -\nabla \left(\frac{\mathbf{B}^2}{2\mu} \right)$. Tu lze chápat jako obecný předpoklad magnetického udržení plazmatu a pro komplikovanější aplikace je třeba ji modifikovat pro složitější konfigurace polí, okrajové a počáteční podmínky nebo jiné předpoklady.

Jelikož jsou pinčové jevy velmi rychlé impulzní děje, platí Bennetova rovnováha v reálném případě pouze velmi krátkou dobu. Bezprostředně po tomto stavu bývá rovnováha narušena některými nestabilitami, jež budou popsány později. Za zmínku stojí obecná Bennetova rovnováha, která kromě symetrického válce proudu uvažuje též rotaci plazmatu s nenulovou úhlovou rychlostí ω [18]. Vzniká tak zde toroidální magnetické pole a je třeba uvažovat i celkový moment setrvačnosti systému. Dalším důležitým odvozením, které Bennet učinil, je rovnost kinetického a magnetického tlaku generovaného pouze elektrony. Obě odvození ale přesahují rámec této kapitoly a není třeba se zde jimi dále zabývat. Více v literatuře [6, 7].

Předchozí úvahy o válcově symetrickém pinči s konstantní proudovou hustotou a tím generovaným axiálně a azimutálně symetrickým magnetickým polem jsou zcela idealizované. Obecně je totiž vzniklé azimutální magnetické pole pinče B_θ podél osy proudu a radiálně nehomogenní. Je dobře známo, že se nabitě částice v magnetickém poli pohybují s cyklotronní frekvencí po Larmorově kružnici. Pokud ale bude přítomno i jiné vnější pole (tíhové, elektrické), nebo bude magnetické pole nehomogenní (pole bude mít nenulový gradient $\nabla \mathbf{B}$ nebo budou siločáry pole zakřiveny), nebo může částice vykonávat pohyb podélně se siločárami magnetického pole, bude docházet k pohybu gyračního středu tzv. driftu. -V těchto případech vykonávají částice navíc pohyb ve směru kolmém k siločáram magnetického pole, paralelní s osou z pinče. Tímto způsobem se v závislosti na radiální vzdálenosti od osy z mění střední rychlost částic v podélném směru v_z a i jejich koncentrace a vzniká zde další drift - diamagnetický, způsobený gradientem tlaku ∇p . Všechny tyto driftы pak přispívají k z -ové složce rychlosti v_z a zvyšují tak nehomogenitu pole rychlostí. Konečné magnetické pole je tak výsledkem superpozice polí od jednotlivých částic a pole celkového proudu [6].

1.1.3 Základní konfigurace a typy z -pinče

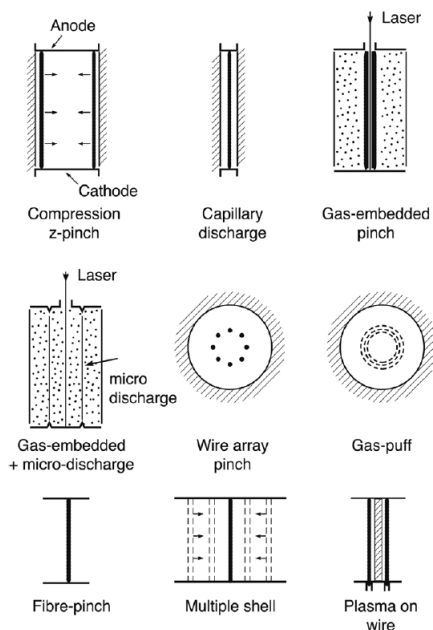
Z -pinčový jev může být zkoumán v různých konfiguracích elektrodového systému a tedy i různých počátečních konfiguracích elektromagnetických polí. První z nich je *kompresní z -pinč*, který je charakteristický válcovým uspořádáním elektrod s plynem uvnitř. Podstavy tohoto válce tvoří katoda a anoda. Po přivedení napětí a výboji vzniká proudová vrstva ve tvaru

tenkého pláště válce. Pokud snížíme průměr válcového uspořádání na několik milimetrů, přecházíme od kompresního z-pinče ke kapilárnímu výboji [6].

Nutno poznamenat, že pracovní plyn, ve kterém dochází k výboji, bývá velmi řídký a je dosahováno tlaku od desítek Pa až po setiny nebo tisíce Pa. V případě, že je tlak plynu uvnitř vyšší (kolem 30 kPa), mluvíme o tzv. „gas-embedded z-pinch“. Systém elektrod je podobný jako u předešlé varianty s kapilárním výbojem. K zážehu bývá využit laser [6].

Dalším typem je drátkový z-pinč („wire array z-pinch“) tvořený válcově uspořádanými tenkými drátky. Ty mohou být tvořeny grafitem, kryogenicky upraveným deuteriem nebo kovem (hliník, wolfram). Tyto drátky dosahují průměru pouze několika μm . Jinou možností je médium v podobě injektovaného plynu označovaného jako „gas-puff“. Využíván je často krypton kvůli vysokému rentgenovému zisku, ale i jiné další plyny [6].

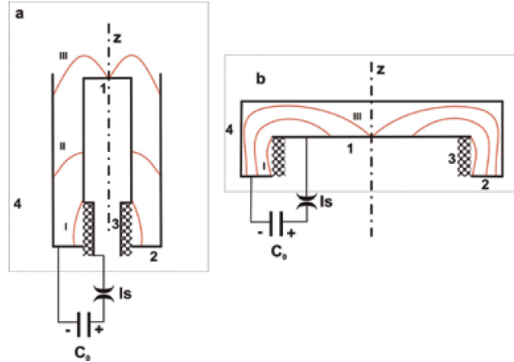
Známo je i více variant uspořádání elektrod, např. s toroidálním systémem. Za zmínku stojí též tzv. „x-pinč“, kdy je využito uspořádání dvou nebo více drátků, které se kříží v jednom bodě mezi elektrodami. V tomto bodě lze tak při implozi dosáhnout velmi hustého a horkého plazmatu s vysokým rentgenovým ziskem. Velmi významným uspořádáním je tzv. plazmatický fokus (viz následující kapitola) charakteristický koncentricky uspořádanými elektrodami a výstavbou výboje. Na obrázku 1.2 jsou znázorněny jednotlivé uvedené typy z-pinčových konfigurací [6].



Obrázek 1.2: Nahoře je znázorněno uspořádání kompresního pinče a kapilárního výboje. Uprostřed gas-puff a drátková konfigurace. Níže další typy s využitím drátků [6].

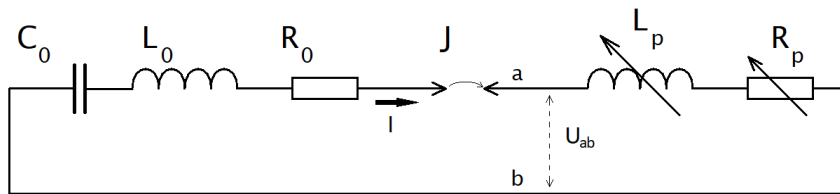
1.1.4 Plazmatický fokus

Plazmatický fokus je označení z-pinčové aparatury s charakteristickým průběhem výboje a uspořádáním elektrodového systému. Válcová anoda je koncentricky obklopena katodou, mezelektrodový prostor bývá vyplněn pracovním plynem o tlaku řádů typicky desítek až stovek Pa. Rozeznáváme dva základní typy elektrodového systému - Mather a Filippov. Ty se liší především poměrem poloměru a výšky vnitřní elektrody od izolátoru. Obě uspořádání jsou uvedena na obrázku 1.3.



Obrázek 1.3: Vlevo elektrodový systém plazma fokusu podle Mathera, vpravo podle Filippova.[8]

Celý systém plazmatického fokusu lze zjednodušeně popsat elektrickým schématem zahrnujícím kapacitu C_0 , indukčnost L_0 a rezistanci R_0 , jež společně charakterizují impulzní generátor (neměnné prvky obvodu), poté proměnnou indukčnost $L_p(t)$ s proměnnou rezistancí $R_p(t)$ zátěže charakterizující proudový výboj tlačенý magnetickým polem. Na obrázku 1.4 je toto schéma znázorněno navíc se spouštěcím jiskřištěm. Na obrázku je také mezi body a a b vyznačeno napětí U_{ab} charakterizující napětí mezi anodou a katodou [8].



Obrázek 1.4: Zjednodušené schéma plazma fokusové aparatury. Prvky s indexem 0 popisují zdroj s uloženou energií, která je po přeskočení na jiskřišti J převedena do zátěže L_p, R_p .

Elektrická energie je uložena většinou v kapacitních bateriích o napětí několika desítek kV. Po sepnutí jiskřišť dochází k uzavření obvodu a proud prudce narůstá. Začíná se formovat proudová vrstva od izolátoru anody (fáze I na předešlém obrázku), která je dále urychlována magnetickým polem, postupuje podél anodového válce a tlačí před sebou plyn a ionizuje ho (fáze II). Druhá fáze je charakteristická pouze pro uspořádání podle Mathera. Jakmile dosáhne proudová vrstva konce anody, proud je maximální (fáze III). Zde dochází ke generaci azimutálního pole B_θ a pinčového jevu. Vzniká zde plazma velmi vysokých teplot řádu keV (1 eV odpovídá zhruba teplotě 11 600 K) a hustot kolem 10^{19} částic/cm³. Proudová hustota může v této fázi dosahovat až řádů 10^7 A/cm². V tento okamžik, který obvykle trvá

jednotky až stovky nanosekund, dochází k nárůstu rezistivity plazmatu, poklesu proudu a rozvoji nestabilit. V této fázi dochází k velkému urychlení iontů a mohou vznikat silné rentgenové svazky či neutrony, pokud je přítomno deuterium [8].

Schéma na obrázku 1.4 můžeme pospat obvodovou rovnicí

$$U_0 - \frac{1}{C_0} \int I(t)dt - L_0 \frac{dI(t)}{dt} + R_0 I(t) = U_{ab}(t), \quad (1.12)$$

kde $I(t)$ je vybíjecí proud a U_0 je napětí kondenzátorové baterie. Napětí U_{ab} můžeme dále vyjádřit $U_{ab} = \frac{d(L_p(t)I(t))}{dt} + R_p(t)I(t)$. Cílem je zajistit konverzi uložené elektrické energie do fokusovaného plazmatu na konci výboje (fáze III) s maximální účinností. Pro typ Mather lze za předpokladu, že čas komprese proudu je řádově kratší než fáze urychlování proudové vrstvy podél anody, je možné formulovat podmínku maximálního proudu. Ta je postavena na faktu, že proud v obvodu dosahuje maxima bezprostředně před kompresí magnetickým polem a lze tak stanovit čas maxima proudu

$$\tau_m = \frac{T}{4} = \frac{\pi}{2} \sqrt{L_0 C_0} \quad (1.13)$$

Pokud si uvědomíme, že střední hodnota zrychlení proudové vrstvy podél anody a_c je úměrná tlaku magnetického pole $\mathbf{B}^2/2\mu_0$ a nepřímo úměrná hmotě tímto polem tlačným (Snowplough model) [8], můžeme psát

$$a_c \approx c \frac{B_\theta^2}{p_0 l} \approx c \frac{I_m^2}{r_A^2 p_0 l}, \quad (1.14)$$

kde I_m je maximální proud, p_0 je počáteční tlak plynu uvnitř systému, r_A a l jsou poloměr a délka anody a c je konstanta. Celkovou dobu τ_c postupu vrstvy podél anody můžeme vyjádřit pomocí střední rychlosti v_c jako $\tau_c = l/v_c$. Dosazením l z předešlého výrazu a maximálního proudu, jež je roven $I_m = U_0 \sqrt{C_0/L_0}$ do rovnice 1.14 dostáváme vztah pro konstantu c

$$c \approx \frac{U_0^2 C_0^2}{r_A^2 p_0 l^2}. \quad (1.15)$$

Parametry aparatury jako C_0 a její geometrie se obvykle nemění, proto zbývá pro možnost volby změna tlaku p_0 ale pouze v malých mezích. Rozměry elektrodového systému představují minimální možnou indukčnost zátěže. Vyjádřeme nyní rovnici pro napětí U_0 se změnou indukčnosti systému L [8]

$$\left(L_0 + t \frac{dL(t)}{dt} \right) \frac{dI(t)}{dt} + \left(R_0 + \frac{dL(t)}{dt} \right) I(t) + \frac{1}{C_0} \int I(t)dt = U_0, \quad (1.16)$$

kde pro člen $dL(t)/dt$ platí

$$\frac{dL(t)}{dt} = \frac{\mu_0}{2\pi} v_z(t) \ln \left(\frac{r_K}{r_A} \right), \quad (1.17)$$

kde $v_z(t)$ je okamžitá rychlost šíření proudové vrstvy a r_K , r_A značí poloměr katody a anody. Řešením rovnice 1.17 je Besselova funkce 1. řádu pro $R_0 = 0$. Lze ukázat, že čím je bezrozměrný parametr $\frac{dL(t)/dt}{2\sqrt{L_0/C}}$ menší, tím bude dosaženo většího maximálního proudu I_m . Ve skutečnosti je ale problém maximalizace amplitudy proudu složitější a neexistují žádné dostatečné teoretické modely, které by zaručily cestu k lepším výsledkům. Proto je tato část výzkumu podložena většinou léty experimentální praxí a zkoušením [8].

1.2 Základní dynamické modely

1.2.1 Snowplough model

Dynamické modely slouží k analýze komprese (imploze) proudového svazku azimutálním magnetickým polem a konverze elektromagnetické energie do kinetické energie iontů a elektronů. Nejjednodušší modely jsou založeny na bezrozměrné (skalární) analýze časového vývoje tenkostěnného plazmatického válce (proudového pláště) během imploze [7, 6].

Snowplough model je založen na předpokladu, že proud protéká velmi tenkou válcovou stěnou s ideální vodivostí. Předpokladem je, že veškerá hmota je magnetickým tlakem zhušťována do nekonečně tenké vrstvy, jako pluhem (odtud „*snow plough*“ - sněžný pluh). Následující úvahy a odvození jsou převzaty z [7]. Uvažujeme-li pouze azimutální magnetické pole B_θ a proudovou hustotu pouze \mathbf{j}_z , můžeme vztah $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ zjednodušit a zapsat pohybovou rovnici pomocí celkového proudu a radiální rychlosti $d\mathbf{r}/dt$

$$\frac{d}{dt} \left[dM \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right] = - \frac{\mathbf{n}I(t)^2 da}{2\pi c^2 R(t)^2}, \quad (1.18)$$

kde $I(t)$ je proud, \mathbf{n} je normálový vektor ke směru imploze a $R(t)$ poloměr v čase t . dM je pak celkový hmotnostní element infinitezimální oblasti da vrstvy plazmatu. Ten můžeme dále rozepsat pomocí hustoty hmoty uvnitř σ_M a úbytku daným implozí s rychlostí \mathbf{u}

$$dM = \left(\sigma_M - \int_0^t \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dt \right) da, \quad (1.19)$$

kde ρ je hustota plazmatu uvnitř. Zaveďme konstantní hustotu $M_s = 2\pi R(t)\sigma_M(t)$ a dále $M = \pi\rho R_0^2$ jako hmotu plynu nebo plazmatu uvnitř sloupce. Nyní zaveďme substituci

$$\alpha(\tau) = R(t)/R_0, \quad \tau = t/t_A, \quad \mu = M/(M_s + M). \quad (1.20)$$

R_0 bereme jako počáteční poloměr sloupce před implozí, $t_A = R_0 c \sqrt{M_s + M} / I_{max}$ je tzv. charakteristický čas imploze a $I(t) = I_{max} \Phi(\tau)$ je obecná funkce proudu s I_{max} , což je maximální dosažený proud při implozi. Rovnice tak po dosazení dostává tvar

$$\frac{d}{d\tau} \left[(1 - \mu\alpha^2) \frac{d\alpha}{d\tau} \right] = - \frac{\Phi^2(\tau)}{\alpha}. \quad (1.21)$$

Tato pohybová rovnice je univerzální a její aplikace je pak určena funkcí časového vývoje proudu $\Phi(\tau)$ a bezrozměrným parametrem μ . Nyní předpokládejme zjednodušení v případě konstantního proudu $\Phi(\tau) = 1$ a tedy $I = I_{max}$ s počátečními podmínkami $R(0) = R_0$ a $dR/dt|_0 = 0$. Potom může být rovnice 1.21 řešena přesně a velikost radiální rychlosti imploze je dána

$$u = - \left(\frac{R_0}{\tau_A} \right) \frac{d\alpha}{d\tau} = \left(\frac{R_0}{\tau_A} \right) \frac{\sqrt{2 \ln(\alpha^{-1}) + \mu(\alpha^2 - 1)}}{1 - \mu\alpha^2}. \quad (1.22)$$

a dále poměrný čas imploze daný integrálem

$$\tau = \int_{\alpha(\tau)}^1 \frac{(1 - \mu\alpha^2) d\alpha}{\sqrt{2 \ln(\alpha^{-1}) + \mu(\alpha^2 - 1)}}, \quad (1.23)$$

z něhož je pak možné vyjádřit i radiální polohu tlačené vrstvy $\alpha(\tau)$.

Nejdůležitějším bodem všech dynamických modelů je odhadnout okamžik maximální hustoty a teploty během imploze pinče a tyto extrémální hodnoty určit. *Snowplough* neposkytuje

v tomto případě dostatečně přesné výsledky, jelikož se opírá pouze o vývoj hybnostních parametrů plazmatu, nikoliv však energetických. Dalším krokem by tedy bylo tento model vhodně doplnit o další rovnice či modifikovat [7].

1.2.2 Slug model

Tento model opět vychází z ideálně tenkého válcového proudového pláště tlačенého azimutálním magnetickým polem a dosažením obdobné pohybové rovnice jako předešlý model. Předpokladem je využití Rankine-Hugoniotových podmínek pro popis stavu na rozhraní rázových vln. Při implozi uvažujeme tlak mezi hranicí smršťujícího se proudového svazku (plazmatu) a hranicí rázu (magnetické vlny) rovnoměrně rozložený. Model pracuje s bezrozměrnými veličinami značenými oproti předchozímu malými písmeny. Následující odvození jsou převzata z [6]. Pro rychlé komprese lze přímo vyjádřit hustotu ρ_s , tlak p_s a rychlost plazmatu u_s bezprostředně za hranicí rázu s pomocí Poissonovy konstanty γ

$$u_s = \frac{2}{\gamma + 1} v_s, \quad \rho_s = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0, \quad p_s = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 v_s^2, \quad (1.24)$$

kde $v_s = dr_s/dt$ je rychlost rázové vlny a ρ_0 je počáteční hustota plynu nebo plazmatu uvnitř stlačované vrstvy. Podmínka rovnoměrně rozloženého tlaku mezi hranicí plazmatu a rázové vlny znamená, že zvuková vlna se v tomto prostředí přenáší s mnohem větší rychlostí, než je rychlost povrchu rázové stěny. Tuto podmínku můžeme vyjádřit takto

$$1 \gg \frac{\gamma + 1}{[2\gamma(\gamma - 1)]^{1/2}} \left(1 - \frac{r_s}{r_p}\right) \left[\frac{\gamma}{\gamma + 1 - r_s^2/r_p^2}\right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}, \quad (1.25)$$

kde se zvuková vlna šíří těsně za rázovou vlnou, r_p je poloměr proudového válce a r_s je poloměr rázu. Poměr konečného poloměru proudového válce k počátečnímu r_0 lze pak vyjádřit jako funkci γ a r_s/r_p

$$\frac{r_p}{r_0} = \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1 - r_s^2/r_p^2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (1.26)$$

Oblast mezi rázovou vlnou a hranicí plazmatu s rovnoměrně rozloženým tlakem p_s se chová vzhledem k veliké rychlosti imploze adiabaticky a tedy lze uvažovat $pV^\gamma = konst.$ a magnetický tlak je roven tlaku p_s

$$p_s = \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 r_p^2}. \quad (1.27)$$

Lze dokázat, že pro element objemu dV v této oblasti platí

$$dV = 2\pi (r_p dr_p - r_s dR_s), \quad (1.28)$$

kde dR_s/dt je rovno u_s ze vztahu 1.24. Změnu tlaku pak můžeme vyjádřit s derivací rovnice 1.18 pro p_s a předešlé rovnice 1.28

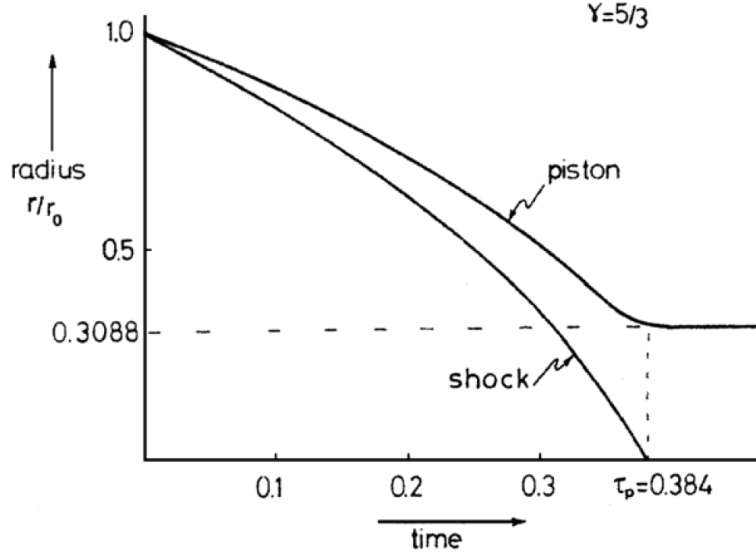
$$\frac{dp_s}{dt} = \frac{4p_s}{(\gamma + 1)v_s} \frac{dv_s}{dt} = -\frac{\gamma P_s}{V} \frac{dV}{dt} \quad (1.29)$$

Z rovnic 1.24, 1.27 a 1.29 a nelineárního vztahu 1.26 pro r_p a r_s obdržíme pohybové rovnice s proudem $I(t)$

$$\frac{dr_s}{dt} = \frac{(\gamma + 1)^{1/2}}{4\pi} \left(\frac{\mu_0}{\rho_0}\right)^{1/2} \frac{I(t)}{r_p}, \quad (1.30)$$

$$\gamma \left(r_p \frac{dr_p}{dt} - \frac{2r_s}{\gamma+1} \frac{dr_s}{dt} \right) = (r_p^2 - r_s^2) \frac{r_p}{I(t)} \frac{d}{dt} \left(\frac{I(t)}{r_p} \right). \quad (1.31)$$

Numerickým řešením těchto rovnic za vhodných okrajových a počátečních podmínek s předem známým průběhem proudu $I(t)$ lze opět získat vývoj r_p a r_s během imploze. Na obrázku 1.5 níže je tvar trajektorií sledovaných poloh stěny magnetického pole a hranice plazmatu vycházející ze *Slug* modelu [6].



Obrázek 1.5: Časový vývoj poloměru válcové vrstvy magnetického pole (v obrázku *shock*) a vrstvy tlačného plazmatu (*piston*). Hodnoty na svislé i vodorovné ose jsou opět v poměrných jednotkách, $\gamma = 5/3$ [6].

Uvedené dynamické modely se opírají o rovnoměrné rozložení hmoty po celou dobu komprese a nepopisují žádné jiné děje doprovázející konverzi elektromagnetické energie polí do kinetické energie částic. Není tak ani zachycen vývoj a konfigurace magnetického pole pinče nebo disipací energie během imploze. K tomuto účelu byly vytvořeny mnohé další modely vycházející ze složitějších konfigurací polí, s rozvojem nestabilit, popisem plazmatu jednotekutinovým či více tekutinovým modelem s využitím teorie magnetohydrodynamiky, popisem vln v plazmatu atd. [7].

1.3 Magnetohydrodynamický popis

1.3.1 Jednotekutinový MHD model

Jedná se o nejrozšířenější jednotekutinový model založený na sloučení pohybových rovnic pro elektrony a ionty [7]. Následující odvození je převzato z [7]. Prvními vztahy jsou rovnice kontinuity (zachování) náboje a hmoty

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \quad \frac{\partial \rho_q}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_q = 0. \quad (1.32)$$

Pro hustotu hmoty a náboje platí $\rho_m = m_i n_i + m_e n_e$, $\rho_q = q_i n_i + q_e n_e$, \mathbf{u} je tekutinová rychlost hmoty a \mathbf{j}_q proudová hustota. Pohybová rovnice hmoty bude

$$\rho_m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla (n_e T_e + n_i T_i) + \frac{\mathbf{j}_q \times \mathbf{B}}{c} - \nabla \cdot \bar{\mathbf{V}}, \quad (1.33)$$

kde $\bar{\mathbf{V}} \equiv V_{kl}$ je tenzor viskozity. Rovnice energií iontů a elektronů budou

$$\frac{3n_e}{2} \frac{dT_e}{dt} + n_e T_e \nabla \cdot \mathbf{u} = -\nabla \cdot \mathbf{q}_e e + \frac{\mathbf{j}_{q\parallel}^2}{\sigma_{\parallel}} + \frac{\mathbf{j}_{q\perp}^2}{\sigma_{\perp}} + \frac{\mathbf{j}_q \times \mathbf{R}_T}{en_e} - Q_{\Delta} - Q_r, \quad (1.34)$$

$$\frac{3n_i}{2} \frac{dT_i}{dt} + n_i T_i \nabla \cdot \mathbf{u} = -\nabla \cdot \mathbf{q}_i + V_{kl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + Q_{\Delta}, \quad (1.35)$$

kde \mathbf{R}_T je termická síla, Q_{Δ} reprezentuje srážkový člen, Q_r ztrátový člen reprezentující vyzařování, \mathbf{q}_i , \mathbf{q}_e představují tepelné toky iontů a elektronů a σ je měrná elektrická vodivost. Spodní indexy \parallel a \perp představují složky daných veličin rovnoběžné a kolmé se směrem vektoru \mathbf{B} . Rovnici pro elektrické pole můžeme získat z rovnice zachování hybnosti iontů

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \left(\frac{\mathbf{j}_{q\parallel}}{\sigma_{\parallel}} + \frac{\mathbf{j}_{q\perp}}{\sigma_{\perp}} \right) + \frac{\mathbf{j}_q \times \mathbf{B}}{en_e c} + \frac{\mathbf{R}_T}{en_e} - \frac{\nabla P_e}{en_e} + \frac{m_e}{e^2 n_e} \frac{d\mathbf{j}_q}{dt}. \quad (1.36)$$

Předchozí rovnice je zobecněný Ohmův zákon a poslední čtyři členy pravé strany rovnice 1.36 se obvykle zanedbávají, pokud změny polí probíhají dostatečně pomalu. Pokud navíc platí $u/c \gg B/Len_e$, lze zanedbat také člen s $\mathbf{j}_q \times \mathbf{B}$. Tím se rovnice 1.36 výrazně zjednoduší

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \left(\frac{\mathbf{j}_{q\parallel}}{\sigma_{\parallel}} + \frac{\mathbf{j}_{q\perp}}{\sigma_{\perp}} \right). \quad (1.37)$$

Kombinací vztahu 1.37 s Faradayovým zákonem obdržíme rovnici pro pole \mathbf{B}

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[\mathbf{u} \times \mathbf{B} - c \left(\frac{\mathbf{j}_{q\parallel}}{\sigma_{\parallel}} + \frac{\mathbf{j}_{q\perp}}{\sigma_{\perp}} \right) \right] \quad (1.38)$$

a využitím rovnice 1.37 a Ampérova zákona získáme rovnici pro proudovou hustotu \mathbf{j}_q

$$\mathbf{j}_q = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}. \quad (1.39)$$

Je důležité mít stále na paměti, že tento model pracuje pouze s jednotekutinovým fluidem. Viskozita elektronů je zanedbána a předpokladem je, že se pole \mathbf{E} a \mathbf{B} vyvíjejí pomalu ve srovnání se střední dobou srážek částic [7]. Další modely založené na teorii MHD lze nalézt např. v [6, 7].

1.4 Základní nestability

1.4.1 Původ nestabilit z-pinče

Příčiny vzniku nestabilit a jejich vývoj v z-pinčovém plazmatu je možné popisovat pomocí MHD teorie. Magnetické pole způsobující rovnoměrné stlačování plazmatu je narušeno nehomogenitami a fluktuacemi vnitřní struktury. Další vývoj zaleží na celkové konfiguraci vnějšího pole, rychlosti imploze, hustotě a dalších parametrech [9, 6].

Nestability se objevují při implozi z-pinče, vedou k nehomogenitám hustot částic a polí a nakonec způsobují rozpad plazmatického sloupce a tím i přerušování proudu. Imploze dosahuje většinou velkých rychlostí řádů 10^4 až 10^6 ms^{-1} a v důsledku tlakových, proudových a hustotních prostorových fluktuací zde vznikají víry (turbulence). Ty jsou charakteristické vodivými smyčkami s pohyblivými se náboji, které tak indukují dipólové magnetické pole. Takto vzniklé pole může obecně obsahovat poloidální i toroidální složky, které se pak chovají vzhledem k vnějšímu azimutálnímu poli diamagneticky, zeslabují ho. Pokud dojde k tomu, že se značná část kinetické energie implodujícího proudového svazku přemění také na rotační energii vírů a energii indukovaného magnetického pole, může být pole dipólů, jež vykazuje náhodné rozložení a vývoj, v některých oblastech silnější než vnější pole pinče. Vnější pole tak může být diamagneticky vytěsněno a vzniklé dipóly se navíc mohou radiálně odpuzovat a axiálně přitahovat [9].

Experimentální výsledky dokazují, že celkový proudový kanál se v důsledku nestabilit může rozpadat na menší proudové kanály, filamenty. Jedním z několika vysvětlení je projev rekonekce (přepojování) magnetických siločar, kdy dochází ke změně konfigurace magnetického pole, které je „taženo“ vodivým plazmatem. Pro popis těchto jevů je využíván pojem tzv. α -efektu, kdy dochází k vychylování magnetických siločar na rotující hmotě vlivem Coriolisovy síly. Vychýlené siločáry se deformují a překlopují do dipólové složky [9].

Určitou možností, jak rozvoj nestabilit zbrzdit a oddálit tak rozpad proudového vlákna, je přidat vnější magnetické pole za účelem nalezení rovnováhy. Vložené pole může být rovnoběžné s osou pinče, nebo v případě toroidních uspořádání prstencového charakteru (tokamaky). V případě axiálních polí vzniká s azimutálním polem helikální (šroubovicové) pole. Taková struktura může vykazovat vysokou stabilitu. Ukázalo se ale, že přítomnost vnějšího pole zabraňuje účinné implozi vlákna a dosažení tak vysokých hustot a teplot [6, 9].

V následujících kapitolách budou popsány nejdůležitější typy nestabilit vycházejících z MHD popisu plazmatického svazku. Druhů nestabilit je ovšem celá řada, ale jejich analýza přesahuje rámec této práce.

1.4.2 Základní módy nestabilit

Vyjdeme z nejjednoduššího případu plazmatického vlákna. Uvažujme homogenní sloupec s konstantním tlakem uvnitř a dále předpokládejme, že proud teče po povrchu. Následující úvahy a odvození jsou převzata z [10]. Magnetické pole je uvnitř válce nulové a vně platí $B_\theta \sim 1/r$. Dalšími předpoklady je spojitost funkce tlaků magnetického a kinetického na hranici $p_{kin} + p_m$, spojitost normálových složek pole $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}$ a rychlostí na hranici $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$. Vyjdeme z rovnic MHD, tedy z rovnice kontinuity 1.40, pohybové rovnice 1.41, rovnice pro časový vývoj

magnetického pole bez difúzního členu (vodivost plazmatu je vysoká) 1.43, Ampérova zákona se zanedbáním posuvného proudu 1.42 a adiabatického vztahu pro tlak 1.44

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1.40)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \mathbf{j}_q \times \mathbf{B}, \quad (1.41)$$

$$\mathbf{j}_q = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (1.42)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (1.43)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = (\mathbf{u} \cdot \nabla) p + \sigma p \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (1.44)$$

Pro rovnovážný stav uvažujme

$$\rho_0(r) = \rho_0, \quad \mathbf{u}_0(r) = 0, \quad \mathbf{B}_0(r) = 0, \quad p_0(r) = p_0 \quad (1.45)$$

a provedme linearizaci výchozích rovnic 1.40 až 1.44 ve válcových souřadnicích. Variační odchylka obecné časové závislé funkce f vyjádřená ve válcových souřadnicích má tvar $f(t, r, \phi, z) = f_0(r) + \delta f(t, r, \phi, z)$, kde odchylka $\delta f(t, r, \phi, z)$ bude mít neperiodickou část závislou na poloměru r a periodickou část závislou na t, ϕ a z

$$\delta f(t, r, \phi, z) = f_1(r) e^{i(kz + m\phi - \omega t)}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.46)$$

kde index 1 značí první řád poruchy a k je vlnové číslo v ose z . Po úpravách bude vypadat linearizovaná soustava předchozích rovnic 1.45 uvnitř válcové struktury následovně

$$-i\omega\rho_1 + \rho_0 \left(\frac{1}{r} \frac{d(ru_{1r})}{dr} + \frac{1}{r} i m u_{1\phi} + i k u_{1z} \right) = 0, \quad (1.47)$$

$$-i\omega\rho_1 \mathbf{u}_1 = - \left(\frac{dp_1}{dr}, i \frac{mp_1}{r}, i k p_1 \right), \quad (1.48)$$

$$-i\omega p_1 + \sigma p_0 \left(\frac{1}{r} \frac{d(ru_{1r})}{dr} + i \frac{m u_{1\phi}}{r} + i k u_{1z} \right) = 0. \quad (1.49)$$

Vyloučením linearizované rychlosti a hustoty z předešlé soustavy obdržíme linearizovanou rovnici pro tlak

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dp_1}{dr} \right) - \left(\frac{m^2}{r^2} + k^2 - \frac{\omega^2}{u_c^2} \right) p_1 = 0. \quad (1.50)$$

Označme $q^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{u_c^2}$. Jedná se o přidruženou Besselovu rovnici a její řešení pro poruchu tlaku můžeme zapsat ve tvaru

$$p_1(r) = A I_m(qr) + B K_m(qr), \quad (1.51)$$

kde A, B jsou konstanty a funkce I_m diverguje pro $r \rightarrow \infty$ a funkce K_m diverguje pro $r \rightarrow 0$. Pro regulární řešení musí platit $B = 0$ a ostatní linearizované veličiny uvnitř válce můžeme dopočítat ze soustavy rovnic 1.47, 1.48 a 1.49. Obdržíme tak

$$p_1(r) = A I_m(qr), \quad (1.52)$$

$$B_1(r) = 0, \quad (1.53)$$

$$u_{1r}(r) = -iA \frac{q}{\omega\rho_0} \frac{d(I_m(qr))}{dr}, \quad u_{1\phi}(r) = A \frac{m}{\omega\rho_0 r} I_m(qr), \quad u_{1z} = A \frac{k}{\omega\rho_0} I_m(qr). \quad (1.54)$$

Toto se týká řešení uvnitř. Vně proudové vrstvy se uplatní jen fluktuační magnetického pole, pro které platí $\nabla \times \mathbf{B}_1 = 0$. Díky tomuto předpokladu můžeme zavést potenciál Φ tak, že $\mathbf{B}_1 = -\nabla\Phi$ a bude splněna Laplaceova rovnice $\nabla^2\Phi = 0$, tedy ve válcových souřadnicích podle předchozích úvah o obecném vyjádření poruchy

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Phi}{dr} \right) - \left(\frac{m^2}{r^2} + k^2 \right) \Phi = 0. \quad (1.55)$$

Ta má obdobné řešení

$$\Phi(r) = CI_m(kr) + DK_m(kr), \quad (1.56)$$

kde opět kvůli regulárnímu řešení pro $r \rightarrow \infty$ musí být $C = 0$. Pak můžeme určit \mathbf{B}_1 pomocí vztahu $\mathbf{B}_1 = -\nabla\Phi$. Dostaneme

$$B_{1r} = Dk \frac{d(K_m(kr))}{dr}, \quad B_{1\phi}(r) = iD \frac{m}{r} K_m(kr), \quad B_{1z}(r) = iDk K_m(kr). \quad (1.57)$$

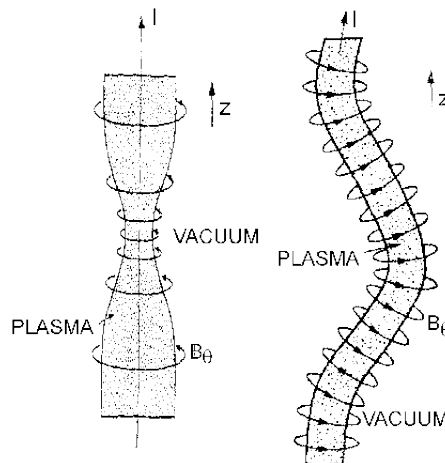
Nalezená řešení vně válcové struktury a uvnitř je třeba navázat na hranici r

$$r = r_0 + r_1 e^{i(m\phi + kz - \omega t)}. \quad (1.58)$$

Poruchu r_1 můžeme vyjádřit s pomocí poruchy rychlosti v radiálním směru $u_{1r} = \frac{\partial r}{\partial t} = -i\omega r_1$. Hranice je deformována s poruchou r_1 pro různé hodnoty (módy) m . Ze spojitosti normálových složek magnetického pole \mathbf{B} a tlaku p lze sestavit rovnice pro konstanty A , B , C a D . Pro $\omega^2 > 0$ se budou prostředím šířit stabilní vlny s podmínkou stability, jež plyne z vlastností funkcí I_m , K_m . Tuto podmínku lze formulovat takto

$$0 > 1 + \frac{m^2 K_m(kr_0)}{kr_0 \left(\frac{dK_m(kr)}{dr} \Big|_{r_0} \right)}. \quad (1.59)$$

Ze vztahu 1.59 je zřejmé, že nemůže být splněn s hodnotami $m = 0$, $m = 1$, pro které rozvoj vln nebude stabilní. Níže na obrázku 1.6 jsou zjednodušeně znázorněny projevy nestabilit pro zmíněné dva módy.



Obrázek 1.6: Vlevo je znázorněna nestabilita plazmatického vlákna s módem $m = 0$, v pravo s $m = 1$. [17]

Z obrázku 1.6 je patrné, že nestabilita s módem nultého řádu se projevuje lokálním zmenšením průřezu vlákna a nárůstem ∇B . Někdy se též tato nestabilita označuje jako „žlábková“.

V módu poruchy prvního řádu dochází k lokálnímu vychýlení plazmatického vlákna z osy z , tato nestabilita se pak označuje jako „hadí“. Struktura může být stabilizována přidáním axiálního pole, jak bylo popsáno výše [10, 9].

1.4.3 Rayleighova-Taylorova nestabilita

Předešlý popis nestabilit se týkal vzniku nehomogenit (poruch) na povrchu proudového svazku přecházejících ve vlny. Okolní prostředí bylo považováno za vakuum a nebyl uvažován jeho vliv. Jiným typem nestability je tzv. Rayleighova-Taylorova nestabilita (RT nestabilita), která vzniká na rozhraní dvou tekutin, jež mají různé hustoty. G. I. Taylor navázal na předchozí myšlenky J. W. S. Rayleigha a zobecnil teoretický popis tohoto jevu pro obecné konstantní zrychlení mířící od hustší tekutiny k té řidší. V silovém poli, kdy vektor síly bude působit právě ve zmíněném směru, se bude hustší tekutina snažit zaujmout polohu té řidší a vznikají tak lokální „prsty“ hustší tekutiny prosakující do řidší tekutiny. Ty se pak dále rozrůstají do širších oblastí. Příčinou této nestability je tedy přirozený vývoj směřující ke stavu s nižší energií. RT nestabilita se objevuje i na rozhraní plynových fází a můžeme ji spatřit i ve viditelném Vesmíru například v Krabí mlhovině [11].

Popišme pouze lineární případ s konstantním zrychlením a působící na rozhraní dvou nestlačitelných a nemísitelných tekutin o hustotách ρ_1 a ρ_2 , kde tekutinu s indexem 2 bereme hustší. Předpokládejme nyní vznik poruchy na rozhraní obou tekutin s vlnovým vektorem \mathbf{k} a amplitudou η . Dále předpokládejme že amplituda poruchy je velmi malá ve srovnání s λ , kde $\lambda = 2\pi/k$ je vlnová délka postupných vln. Časový vývoj můžeme popsat následující rovnicí (Rayleigh 1883) [16]

$$\frac{d\eta}{dt} = \eta (A a k)^{1/2}, \quad (1.60)$$

kde tzv. Atwoodovo číslo A definujeme takto

$$A = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}. \quad (1.61)$$

Řešením rovnice 1.60 je exponenciála s iniciační konstantou $\eta_0 = \eta(0)$

$$\eta(t) = \eta_0 e^{(A a k)^{1/2} t}. \quad (1.62)$$

Viskozita a difúzní vlastnosti obou tekutin většinou utlumí vznik vln s vyššími frekvencemi. S uvažováním difúzních a viskózních dějů, lze přepsat řešení rovnice 1.60 takto

$$\eta(t) = \eta_0 e^{[(A a k / \psi + \nu^2 k^4)^{1/2} - (\nu + D) k^2] t}, \quad (1.63)$$

kde ν je kinematická viskozita, ψ je funkcí A , k a D je difúzní koeficient.

V případě popisu plazmatu pomocí vícetekutinového modelu, kdy dochází k poruchám na rozhraní s odlišnými hustotami, se tedy mohou RT nestability objevovat. Z rovnic 1.60 a 1.63 plyne důležitý fakt, že vzniklá porucha se exponenciálně šíří a tím nestabilita původního stavu roste [16].

1.5 Aplikace z-pinčů

1.5.1 Původní koncept z-pinče a řízená termojaderná fúze

Nejdůležitější vlastností z-pinčů, známou už od počátku prvních experimentů v 50. letech minulého století, je generace velmi silného magnetického pole řádů až kT. Tím je možné v pinči dosáhnout hustot potřebných k jaderné fúzi i 10^7 krát vyšší než u tokamaků [6]. Celkový počet fúzních reakcí roste s druhou mocninou hustoty iontů a dobou udržení takto horkého plazmatu. Vzhledem k velmi krátké době udržení z-pinčového plazmatu je zapotřebí dosažení extrémních teplot a hustot plazmatu, které prakticky znemožňují využití z-pinče jakožto komerčního energetického fúzního reaktoru. Z-pinče mají oproti ostatním fúzním zařízením ještě další nevýhody, mezi něž patří především $m = 0$ a $m = 1$ nestability. Dalším problémem je velká ztráta energie, která je předána systému elektrod během impulzního děje a může u velkých aparatur dosahovat i jednotek TW [6, 7].

Možnost dosažení vysokých hustot energií a teplot řadila pinče mezi přední kandidáty fúze. Bylo provedeno mnoho experimentů s jednoduchými konfiguracemi, ale ukázalo se, že vznikající neutrony nemají většinou termojaderný původ. V pozdějších letech (70. a 80. léta) byly provedeny další experimenty na aparaturách s různými modifikacemi z-pinče, mimo jiné i se zmraženým deuteriem, za účelem řízené fúze. Typické rozměry fúzního plazmatu dosahovaly řádů desítek mm a časů desítek ns. Dnes máme dva základní principy z-pinčové fúze. První je založen na dostatečně dlouhém udržení rovnováhy v magnetickém sevření, v druhém případě je využito dynamiky impolze pinče a vzniku „krčků“ při rozvoji $m = 0$ nestabilit nebo prstencových vložek [7].

Stabilní magnetické udržení zaznamenalo první úspěšné experimenty s kryogenicky upravenými DT (deuterium, tritium) vlákny a dosažením iontové hustoty řádu 10^{21} cm^{-3} . Několik experimentů s menšími proudy následně ukázaly překvapivou stabilitu s touto konfigurací pinče (viz experimenty Scuddera a Hammela v 80. a 90. letech). Sethianův experiment (1987, 1989) s maximálním proudem 640 kA, času do maxima proudu 130 ns, počátečním poloměrem drátků $62,4 \mu\text{m}$ a délkou 5 cm ukázal, že pinč je stabilní dokud proud narůstá, magnetické pole sílí, a po maximu se začínají rychle rozvíjet nestability související s nárůstem kinetického tlaku. Sethianovi se též povedlo dosáhnout neutronového zisku $8,4 \times 10^9$ při tomto proudu. Kies v roce 1988 dosáhl zisku i 10^{10} při proudu 500 kA. V případě drátkových z-pinčů jsou neutrony vždy generovány poblíž maxima proudu, kdy se začíná projevovat $m = 1$ nestabilita. McCall (1989) ukázal, že pro neutronový zisk Y platí velmi přibližně relace s proudem $Y \sim I^8$ [7], ale později bylo zjištěno, že relace je méně strmá a přibližně platí $Y \sim I^5$. Jiné vysvětlení předpokládá vznik neutronů v úzkém proudovém kanálu blízko osy pinče [7].

Z Bennetovy rovnováhy a základních teoretických modelů vyplývá, že pro druhé Lawsonovo kritérium $n_i \tau \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ s fúzní teplotou $T \geq 10 \text{ keV}$ vychází čas udržení $\tau \geq 30 \text{ ns}$ s hustotou $n_i \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Této doby není pro udržení z-pinčového plazmatu obtížné dosáhnout. Nicméně energetický výtěžek je na dosavadních aparaturách nevýznamný. To je vysvětlováno nízkou účinností konverze magnetické energie do tepelné energie při rovnováze. V každém případě je zřejmé, že existuje možnost jak udržet stabilní plazma vzniklé kryogenními deuteriových vláken, jak ukázal Sethian (1987) při lineárním nárůstu proudu. Při výpočtech ale vznikla chyba a později se tyto myšlenky nepotvrdily ani experimentálně, ani dalšími analýzami. Naopak se ukázalo pomocí numerických 2-D simulací (Lindemuth, 1989, 1990), že vznikají četné fluktuace vedoucí k rozvoji nestabilit i v těchto podmínkách experimentu [7].

Jiný způsob z-pinčové fúze využívá $m = 0$ nestabilit, jak bylo zmíněno výše. Při dosažení

vysokého stupně komprese a dostatečného proudu pro nastartování reakce a soběstačného chodu se implodovaná velmi zahřátá hmota v krčku šíří axiálně do míst s nižší teplotou a hustotou. Tato myšlenka je založena na pozorování světlych zářících skvrn vysoké hustoty a teploty pinčové struktury. V přítomnosti iontů s vysokým Z ale plazma září daleko více, než v případě DD nebo DT. Dalším problémem je přítomnost plazmatu obklopující zúženou část proudového kanálu a tím pádem prostorová redistribuce proudu do okolního plazmatu [7]. Na druhou stranu má tento způsob výhodu v nijak neomezeném dosažení proudu oproti stabilnímu udržení. I v případě konverze magnetické energie do kinetické energie imploze je účinnost vyšší. Ikuta v roce 1988 navrhl využít původně zmraženou prstencovou vložku z DD k dosažení vysokých implozních rychlostí nebo k dosažení rovnoměrného ozařování a následné ablativní komprese sféricky konstruovaných terčů. Druhého principu se hojně využívá obecně při implozi proudové vrstvy v plazma fokusech i gas-puff aparaturách. Pro využití dynamického z-pinče je důležité i během imploze v krčku potlačit vznik nestabilit, čehož lze dosáhnout vložím slabého magnetického pole směřujícího podél osy [7].

Axiální magnetické pole může sloužit také k uzavření fúzních α částic, čímž se sníží práh nastartování reakce. Tohoto poznatku využívají především dvě metody. První je θ -pinčová konfigurace využívající kompresi zmražených DT drátků při velmi rychlém nárůstu axiálního pole, jež je generováno kompresí magnetického toku gas-puff pinče. Výhodou této metody je, že magnetický tlak působí na drátkový terč mnohem kratší dobu, než proudový impulz zpracuje plynové médium. Druhá metoda je založena na kompresi plyného terčů prstencovou vrstvou v axiálním magnetickém poli [7].

1.5.2 Zdroj rentgenového záření

Jednou z nejdůležitějších vlastností dynamického z-pinče je generace tvrdého rentgenového záření. V plazmatu s elektronovou teplotou kolem stovek eV až jednotek keV může docházet k excitaci K nebo L valenčních vrstev atomů a vzniku rentgenového záření. K tomuto účelu se používá drátková struktura z materiálu vysokého protonového čísla, nebo argonový či kryptonový gas-puff [7].

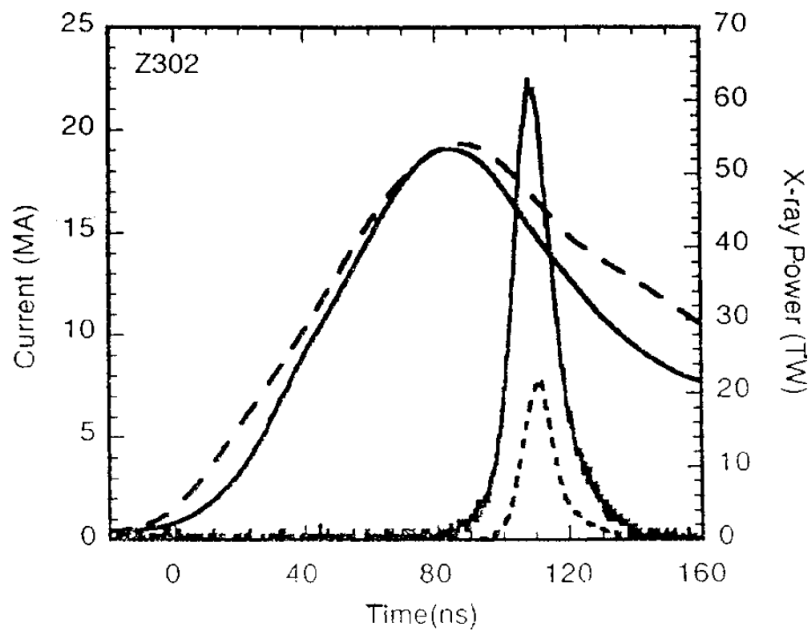
Pokud vyjdeme z jednoduchého dynamického modelu z-pinče (*Snowplough* model), kde lze pro maximální účinnost konverze magnetické energie do kinetické energie proudové vrstvy vyjít z optimalizace bezrozměrného parametru $\Pi = \Pi_{opt}$, pro nějž platí

$$\Pi = \frac{\mu I_{max}^2 \tau^2}{4\pi m r_0^2}. \quad (1.64)$$

Pokud bude konkrétním impulzním zdrojem dána hodnota poměrného času imploze τ a maximální proud I_{max} , bude pro optimální parametr Π_{opt} platit $m r_0^2 = const$, kde m je stlačovaná hmota a r_0 je počáteční poloměr proudové vrstvy. Kinetická energie iontů je úměrná členu $(r_0/\tau)^2$. Tuto energii elektrony získávají při implozi s vysokou účinností, tudíž jejich teplota také závisí na tomto parametru. Ze vztahu $m r_0^2 = const$ plyne, že teplota elektronů při stagnaci s rostoucí hmotou implodující vrstvy klesá. V případě implodující vrstvy s menší hmotností bude r_0 větší a kinetická energie na jeden ion bude větší. Tímto způsobem by se zdálo, že je možné dosáhnout velmi vysokých energií rentgenů při velmi lehkých vrstvách plazmatu, ale ve skutečnosti při malých hmotnostech vrstvy rentgenový zisk klesá, jelikož radiační výkon na jednotku objemu je úměrný n_i^2 . Díky tomu plazma začíná expandovat a chladnout ještě před momentem, kdy je větší část tepelné energie přeměněna na vyzařování

a energie mezi elektrony a ionty je předávána pomaleji. Poklesem elektronové teploty T_e při vysokých hmotnostech m a poklesem radičního výkonu při nízkých m je určena optimální hmota vrstvy m_{opt} [12].

Jako příklad uveďme experimenty s přechody elektronů ve vrstvě K iontů titanu Deeneyho a Nashe v roce 1997 se ziskem 100 kJ rentgenového záření (Obrázek 1.7). Dále Deeney a Peterson v roce 1998 ukázali, že snížením efektivní výšky pinče z 2 cm na 0,75 cm se celkový vyzařovaný výkon nezměnil. Tím se snížila indukčnost a mírně vzrostl proud, což muselo být kompenzováno zvýšením hmoty v rámci zachování Π_{opt} [12].



Obrázek 1.7: Záznam proudu a rentgenového signálu z experimentu Deeneyho a Nashe. Využito bylo 96 drátků Ti s průměrem $20.3 \mu\text{m}$ s počátečním poloměrem 40 mm [12].

I když může být značná část energie při stagnaci vyzářena, plazma stále může expandovat pod dostatečným tlakem a následně implodovat znovu díky magnetické síle. Tento fenomén vysvětluje přítomnost déletrvajících záření s menší intenzitou a energií po odeznění intenzivního rentgenového impulzu (viz experimenty Petersona, 1997, 1999) [12].

Stabilita imploze je velmi důležitá pro účinnost vyzařování. Je tak vymezen minimální průměr při implozi z-pinče. Pro lepší stabilitu imploze lze zvětšit počáteční poloměr r_0 a snížit hmotnost při zachování vysoké hustoty během stagnace. Pro získání tvrdších rentgenů (s kratší vlnovou délkou) lze využít principu adiabatické komprese vodíkového plazmatu s vysokým obsahem nečistot. Teplota může dosáhnout až 10 keV, což dovoluje excitaci na hladinách K i u prvků jako je xenon [12].

1.5.3 Zdroj silných magnetických polí

Tato vlastnost z-pinčových struktur je velmi dobře známá už od počátků výzkumu. Velmi silné magnetické pole lze vytvořit pomocí implodující válcové proudové vrstvy obklopující původní axiální pole. Experimenty s tímto uspořádáním uskutečnil Sakharov a Fowler již v 60. letech a dosáhli polí o indukci až 2 kT. Alikhanov v roce 1981 experimentoval s magnetickými implozemi plášťových kovových struktur a dosáhl takto pole s indukcí kolem 350 T. Za zmínku stojí též experimenty s gas-puff (viz experimenty Wessela v roce 1986 a Baksht, 1988) započaté kolem roku 1986, v nichž bylo zaznamenáno pole o velikosti 4 kT [7, 12].

Následující odvození a úvahy jsou převzaty z [12]. Popíšme zjednodušeně generaci magnetického pole během imploze proudové vrstvy. Vyjděme z proudové vrstvy o zanedbatelné tloušťce tvořící povrch válce a předpokládejme, že je tato vrstva dokonale vodivá. Pro zachování axiálního magnetického tlaku bude platit $B_z r^2 = B_{z0} r_0^2$, kde r_0 je počáteční poloměr a B_{z0} počáteční axiální pole uvnitř vrstvy. Uvažujme nyní délku pinče velkou ve srovnání s jeho poloměrem, tak můžeme zanedbat jevy na koncích pinče. Uvažujme dále konstantní proud po celou dobu imploze. V okamžiku maximální komprese je kinetická energie implodující proudové vrstvy nulová a ze zákona zachování energie můžeme psát společně pro axiální pole B_z , B_{z0} a azimutální pole těsně u povrchu vrstvy B_θ

$$\pi r^2 \frac{B_z^2}{2\mu} - \pi r_0^2 \frac{B_{z0}^2}{2\mu} = \pi r^2 \frac{B_\theta^2}{2\mu} \left[2 \ln \left(\frac{r_0}{r} \right) \right]. \quad (1.65)$$

Označme r_{min} poloměr při maximální kompresi a zaveďme parametr $C = r_0/r_{min}$. V případě, že bude $C \gg 1$, může být druhý člen na levé straně rovnice 1.65 zanedbán a dostaneme

$$B_z = B_\theta \sqrt{2 \ln C}. \quad (1.66)$$

Z předešlého vztahu je zřejmé, že pro počáteční azimutální pole B_θ je $B_{z0} = B_{\theta0} \sqrt{2 \ln C}$. Pro příklad uvažujme $C = 20$ a $B_{\theta0} = 500$ T, Počáteční axiální pole poté vychází přibližně $B_{z0} \sim 6$ T a výsledné pole $B_z \sim 2,5$ kT. Důležité je poznamenat, že byla zanedbána část energie, která se při implozi spotřebovala na ohřátí plazmatu a kompresi [12].

1.5.4 Zdroj neutronového záření

Z-pinčové aparatury se řadí mezi nejsilnější impulzní laboratorní neutronové zdroje, přičemž úhrnné neutronové zisky dosahují řádů až 10^{13} neutronů na výstřel. Z dynamického hlediska je vznik neutronového záření v pinčovém plazmatu vysvětlován dvěma způsoby. První předpokládá generaci neutronů v úzkých krčících při rozvoji $m = 0$ nestabilit. Tento souvisí s neutronovým zářením vzniklým právě při fúzních reakcích, ke kterým dochází zejména při vysokých hustotách a teplotách [6, 7]. Dnes se pro fúzní produkci neutronů využívá především reakcí D+D, nebo D+T. Níže jsou uvedeny obě jaderné reakce.



Deuterium nebo tritium může být aplikováno v plynném skupenství, nebo jako zmražená vlákna atd. v závislosti na celkové konfiguraci pinče jak bylo popsáno výše. Druhá reakce s tritiem produkuje příliš rychlé neutrony, a tritium je navíc radioaktivní s krátkým poločasem rozpadu, proto se využívá spíše první reakce [28]. Více bude o fúzních D+D reakcích a

neutronovém zisku pojednáno v kapitolách 2.1.3 a 2.1.4.

Druhé vysvětlení se opírá o mechanismus produkce neutronů v důsledku urychlování netermálních iontů v krčích pinče silným indukovaným elektrickým polem. Ukazuje se, že podíl zisku těchto neutronů je daleko větší, než termálních neutronů pocházejících z fúze [7, 6].

2 Neutronové záření

2.1 Vlastnosti a zdroje neutronového záření

2.1.1 Povaha neutronového záření

Neutron byl experimentálně objeven v roce 1932 Jamesem Chadwickem, který stanovil i jeho přibližnou hmotnost. Klidová hmotnost neutronu odpovídá přibližně $1,675 \times 10^{-27}$ kg a je mírně větší než hmota protonu $1,673 \times 10^{-27}$ kg. Neutron podléhá β -rozpadu za vzniku protonu, elektronu a elektronového antineutrína s poločasem rozpadu přibližně 881,5 sekund. Dnes víme, že jeho vnitřní struktura skýtá dva kvarky *down* a jeden kvark *up*, což ho řadí mezi baryony, a interaguje silnou interakcí, proto se jedná o hadron. Může ale také interagovat gravitačně a elektromagneticky díky nenulovému elektrickému a magnetickému dipólovému momentu. Neutronové záření se díky nepřítomnosti náboje projevuje velikou pronikavostí narozdíl od záření nabitých částic, jež mohou ztratit velkou část své energie i pouhým průletem v blízkosti jiné nabitě částice. Na druhé straně přítomnost nenulového magnetického momentu umožňuje neutronům reagovat na magnetická pole např. nepárových elektronů a mohou být tedy využity ke zkoumání magnetických polí na atomární úrovni. Orientace spinu neutronu zase umožňuje zkoumání spinu celých jader, pokud jde o pružné srážky. Elektromagnetická interakce je ale téměř vyloučena, proto jsou veškeré procesy s neutrony výsledkem výhradně přímými srážkami jader atomů. Mechanismem srážky neutronu s jádrem poté může být buďto jaderné štěpení těžšího jádra na lehčí fragmenty, jaderná fúze, nebo difrakce a řada dalších procesů [13, 23, 22]. Podrobnější informace a vlastnosti neutronového záření jsou k dispozici např. v [13].

2.1.2 Zdroje neutronového záření

Zdroje neutronového záření obecně dělíme na dva typy. Prvním typem je spontánní jaderné štěpení nestabilního izotopu, kdy může být emitován neutron, druhým je jaderná reakce, ve které je iniciační částice produktem jiné předchozí reakce [15].

Spontánní štěpná reakce se projevuje zejména u transuranů. Rychlé neutrony vznikají u těchto reakcí téměř ve stejný okamžik s promptním γ -zářením, β -zářením a jádry lehčích izotopů. Typickým a často užívaným představitelem je ^{252}Cf s poločasem rozpadu 2,65 roku, které je zároveň častým produktem rozpadu těžších izotopů. Hlavním procesem je emise α -částic s neutronovým výtěžkem 0,116 n/s na 1 Bq aktivity. Tímto způsobem může 1 μg ^{252}Cf vyprodukovat přibližně $2,3 \times 10^6$ n/s. Spektrum energií spontánně emitovaných neutronů lze přibližně vyjádřit vztahem

$$\frac{dN}{dE} = \sqrt{E} e^{-E/T}, \quad (2.1)$$

kde pro izotop ^{252}Cf je $T = 1,3$ MeV a nejvíce neutronů dosahuje enregií mezi 0,5 MeV a 1 MeV [15].

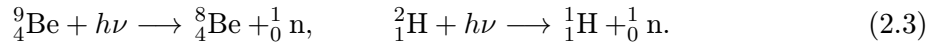
Další možnou cestou je kombinace vhodného materiálu a radioizotopu emitujícího α -částice. Tyto materiály mohou poté emitovat neutrony prostřednictvím (α, n) reakce jako například

Berylium, které poskytuje i největší neutronový zisk [15]



Důležité je zmínit, že v průměru pouze jedna z 10^4 α -částic je jádrem Berylia zachycena. Možností je vytvořit slitinu Berylia a některého kovu z aktinoidů, jež jsou dobrými zdroji α -záření, MBe_{13} , kde M reprezentuje některý kov. Často užívanými kovy bývá ${}^{226}\text{Ra}$ nebo ${}^{227}\text{Ac}$. Nutno poznamenat, že kromě α -částic jsou sekundárním produktem také tvrdé γ -fotony, které mohou při některých experimentech působit problémy s interferencí. Jako další použitelné α -zářiče jmenujme např. ${}^{239}\text{Pu}$, nebo ${}^{241}\text{Am}$ [15].

K produkci neutronového záření může být využito také některých radioizotopů emitujících vysokoenergetické γ -záření. Foton je pohlcen jádrem atomu, které je excitováno s následným uvolněním neutronu. Existují pouze dva izotopy použitelné na základě tohoto principu - izotop Berylia ${}^9_4\text{Be}$ a Deuteria ${}^2_1\text{H}$

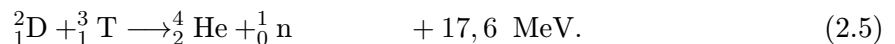
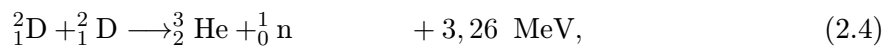


Podmínkou ovšem je, aby měl foton alespoň tak velkou energii, jako je energie potřebná k uvolnění neutronu. Výhodou této metody je zisk neutronů s jedinou hladinou energie při použití jedné energie záření (monoenergetické). Naopak nevýhodou je potřeba velmi vysokých energií γ -záření pro uvolnění neutronů dostačujících energií [15].

Posledním známým zdrojem neutronů je využití D-D nebo D-T a dalších fúzních reakcí. Tyto principy jsou dále popsány v následující podkapitole, jelikož si zaslouží větší pozornost.

2.1.3 Fúzní D+D a D+T reakce

V tomto případě vznikají neutrony jako sekundární produkt fúzních reakcí D+D, D+T. Je známo, že v případě druhé reakce D+T je účinný aktivační průřez σ největší při poměrně nízké teplotě. Uvedme znovu obě jaderné reakce



Hodnoty energií vpravo za rovnicemi uvádějí výtěžek z dané reakce. Tritium je pro fúzní experimenty účinnějším médiem než deuterium kvůli vyššímu účinnému průřezu σ i potenciálnímu výtěžku, nicméně jeho cena je oproti deuteriu vyšší a samotné tritium podléhá β^- rozpadu s poločasem 12,3 let, proto je stále deuterium často vhodnější volbou [8, 15].

Jelikož se jedná o srážkový proces, jsou podstatné především hustoty částic, jejich rychlosti (energie) a doba udržení. Obě kolidující částice se k sobě musí přiblížit na dostatečnou vzdálenost, aby mohly být nadále udrženy silnou jadernou interakcí, jež má velmi krátký dosah. Odtud je zřejmý požadavek na dostatečně vysokou rychlost a zároveň účinný aktivační průřez σ záchytu, který je obecně funkcí relativní rychlosti obou částic v_r [8]. S požadavkem na vysoký výtěžek z reakce souvisí objemové hustoty kolidujících částic a doba udržení horkého plazmatu (relativní doba udržení vzhledem k střední době srážek). Velmi zjednodušeně tedy můžeme vyjádřit zisk w_{AB} reagujících dvou druhů částic A a B s hustotami n_A , n_B a relativní rychlostí v_r [8]

$$w_{AB} = \frac{\sigma(v_r)n_A n_B v_r}{1 + \delta_{AB}}, \quad (2.6)$$

kde δ_{AB} je Kroneckerovo delta. Vztah 2.6 je velkým zjednodušením srážky dvou částic, kde je předpokladem pouze jeden směr rychlostí. Obecně je ale rychlostní spektrum v termodynamickém souboru jednoho druhu částic dáno rozdělením $f(\mathbf{v})d^3v$. Tím pádem i hustoty n_A , n_B přecházejí ve funkce $n_A(\mathbf{v}_{AB}) = n_A f_A(\mathbf{v}_{AB})$ a $n_B(\mathbf{v}_{AB}) = n_B f_B(\mathbf{v}_{AB})$, kde pro funkce $f_A(\mathbf{v}_{AB})$, $f_B(\mathbf{v}_{AB})$ platí normalizační podmínka $\int_{-\infty}^{+\infty} f(\mathbf{v})d^3v = 1$. Obecný vztah pro reakční zisk bude pak vypadat takto [8]

$$w_{AB} = \frac{n_A n_B \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{AB} |\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B| f_A(\mathbf{v}_{AB}) f_B(\mathbf{v}_{AB}) d^3v_A d^3v_B}{1 + \delta_{AB}}. \quad (2.7)$$

Pro střední hodnotu součinu aktivačního průřezu σ_{AB} a relativní rychlosti $v_r = |\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B|$ můžeme psát [8]

$$\langle \sigma v_r \rangle = n_A n_B \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{AB} |\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B| f_A(\mathbf{v}_{AB}) f_B(\mathbf{v}_{AB}) d^3v_A d^3v_B. \quad (2.8)$$

Uvažujeme-li pouze Maxwellovské rozdělení kinetických energií částic $f(E)$, obdržíme

$$\langle \sigma v_r \rangle = \int_0^{\infty} \sigma(E) E^{1/2} f(E) dE. \quad (2.9)$$

Gamow v roce 1938 podložil souvislost $\sigma(E)$ v závislosti na kinetických energiích kolidujících částic s tunelovým jevem pro překonání energetické bariéry $E_{max} = \frac{Z_A Z_B e^2}{4\pi\epsilon_0 R_0}$, kde Z_A , Z_B značí protonová čísla a R_0 fyzický rozměr kolidujících částic s typickou hodnotou pro vodík $1,5 \times 10^{-15}$ m. S redukovanou hmotností částic $M = m_A m_B / (m_A + m_B)$ došel k výrazu [8]

$$\langle \sigma v_r \rangle = \frac{const}{T^{3/2}} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi M^{1/2} Z_A Z_B e^2}{\sqrt{2}\epsilon_0 h E^{1/2}} - \frac{E}{kT}\right) dE, \quad (2.10)$$

ze kterého lze vyjádřit hodnotu energie E_M pro extrém $\langle \sigma v_r \rangle$

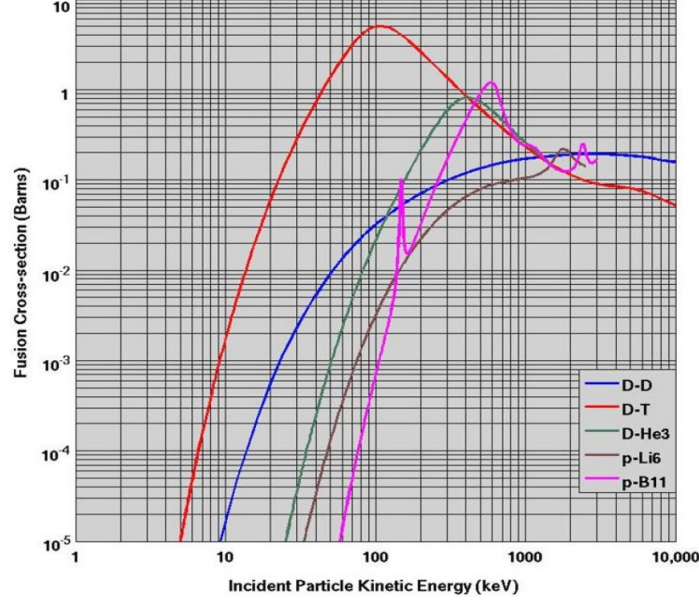
$$E_M = \left(\frac{\pi M^{1/2} Z_A Z_B e^2 kT}{\sqrt{8}\epsilon_0 h}\right)^{2/3}, \quad (2.11)$$

kde h je Planckova konstanta, k Boltzmannova konstanta a T teplota. Vztahy 2.11 a 2.10 spolu s vyjádřením energie pomocí teploty poskytují podmínky pro maximální aktivační průřez srážek a tím i výtěžek reakce, tedy relativní počet proběhlých reakcí k celkovému počtu částic v systému. Například pro reakci D+T se toto maximum nachází kolem teploty 100 keV ($1,2 \times 10^9$ K). Obrázek 2.1 zobrazuje závislosti na účinných aktivačních průřezů několika typů fúzních reakcí [8].

Předchozí úvahy souvisí s optimální volbou teploty pro maximální účinnost srážek. Dalším úkolem je dosažení optimálních hustot a především doby udržení takto zahřátého plazmatu. Tím se podrobněji zabýval J. D. Lawson (1957), který stanovil kritéria pro kladný energetický výtěžek z fúzní reakce a došel ke vztahu

$$E_{fAB} = \frac{n_A n_B \langle \sigma v_r \rangle_{AB} Q_{AB} V \tau_c}{1 + \delta_{AB}}, \quad (2.12)$$

kde Q_{AB} je energie dodaná systému, V je celkový objem a τ_c je doba udržení. Na základě těchto myšlenek a dalších odvození, které lze nalézt v [8], zahrnujících také pravděpodobnost uskutečnění reakce v závislosti na poměru koncentrací (hustot) reaktantů je možné vyjádřit



Obrázek 2.1: Závislost účinného průřezu pro několik fúzních reakcí v závislosti na relativní energii částic [14].

účinnost reakce (a tím i energetický výtěžek a výtěžek neutronů) pouze v závislosti na součinu $n_f \tau_c$, kde $n_f = n_A + n_B$. V [8] je dále ukázáno, jakým způsobem lze vyjádřit podmínky pro minimalizaci celkové energie nevyužité pro fúzi (zejména tepelná energie plazmatu a vyzářená energie). Další úvahy a odvození by přesáhla rámeček této práce, proto zde nejsou uvedena, ale je možné je dohledat např. v [8] nebo v [14].

2.1.4 D+D reakce v plazmatickém fokusu

Ve stavu magnetické rovnováhy a tím trvajícím udržení válcového plazmatu lze pro neutronový zisk Y_n při D+D reakci psát [8]

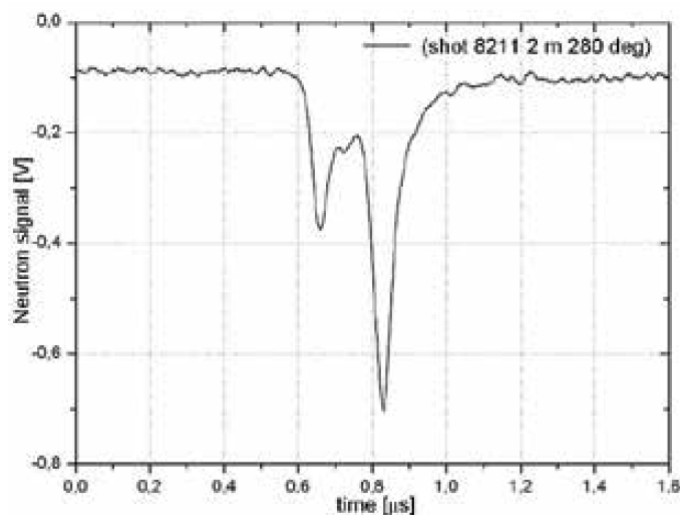
$$Y_n = \frac{1}{(4c)^4} \frac{l}{\pi r_p^2} \frac{\langle \sigma v_r \rangle_{DD} I_p^4 \tau_c}{T^2}, \quad (2.13)$$

kde l , r_p jsou délka a poloměr plazmatu, T je teplota, τ_c je doba trvání rovnováhy, c rychlost světla a I_p proud fokusu ve fázi emise neutronů. Celkový neutronový zisk lze také odhadnout z kapacity úložiště elektrické energie W_0 s pomocí mocninného pravidla $Y_n \approx 10^7 W_0^2$. Při správně provedených experimentech bylo dosaženo na úložištích do 0,5 MJ zisků kolem 10^{11} , na větších aparaturách s proudy i kolem 2 MA bývá zisk řádů $\times 10^{11}$ až $\times 10^{12}$. Z D+D reakce tak při bezeztrátovém provozu připadá zisk 10^7 na 1 kJ. Za zmínku stojí, že při D+T reakci je maximální výtěžek 10^9 na 1 kJ [8].

Jak naznačují předchozí úvahy, zdálo by se, že neutronový zisk s rostoucí energií úložiště neomezeně roste. Bylo ukázáno, že u plazmatických fokusů při určité elektrické energii (a tím i dodaného proudu) zisk přestává růst a dokonce může s rostoucí kapacitou úložiště klesat. Tento jev nastává při proudech nad 2 MA. Důvodem je druhotný výboj na povrchu izolátoru vznikající při urychlování proudové vrstvy. Na druhé straně, měřené neutronové zisky byly větší než vycházely na základě předpokladů Lawsonových kritérií a v emisním spektru se

objevovala anizotropie. Příčinou nejspíše byly reakce jednak deuteriového plazmatu či plynu uvnitř, jednak deuteronů urychlených na energie desítek keV. Jelikož se plazma i během fúzních reakcí pohybuje, dochází tak k Dopplerovému jevu spojenému se spektrem energií neutronů [8].

Celková emise neutronů z pinče (fokusu) je závislá jednak na intenzitě a energiích urychlených deuteronů, jednak na struktuře a složení terčového plazmatu. V případě velkých aparatur (proud v řádech MA) se během výboje objevují dva neutronové impulzy. První se objevuje na konci kompresní fáze a neutrony jsou emitovány během stagnace. Tyto první neutrony mají slabou prostorovou anizotropii a jejich dopplerovský posun se téměř neprojevuje. Mezi těmito neutrony se objevují také neutrony vzniklé fúzí v důsledku ohřevu plazmatu rázovou vlnou a poté adiabatickou kompresí [8]. Zisk těchto neutronů y D+D reakce lze vyjádřit $Y_n = n^2 \langle \sigma_{DD} v_r \rangle V \tau / 4$, jejich podíl je ale na celkovém zisku z prvního impulzu malý [8]. Níže na obrázku 2.2 je zaznamenán neutronový signál ze experimentu na aparatuře PF-1000 ve Varšavě.



Obrázek 2.2: Neutronový signál z experimentu provedeného na aparatuře PF-1000 pořízený ze scintilační sondy umístěné kolmo k ose výboje ve vzdálenosti 2 m a zakryté olovenou deskou tloušťky 0,5 cm [8].

Druhý impulz je strmější oproti prvnímu a emise těchto neutronů nastává v okamžiku nestabilní fáze, kdy je hustota plazmatu nižší oproti maximu při kompresi. Druhý impulz vykazuje oproti prvnímu vyšší anizotropii a větší energie neutronů. Míra této anizotropie je zřejmě ovlivňována výskytem $m = 0$ nestabilit [8]. Ukázalo se, že tyto neutrony jsou emitovány především z oblasti ohniska fokusu, tedy z místa s nejvyšší hustotou plazmatu [8].

Celkově lze konstatovat, že fúzní D+D reakce je v tomto typu plazmatického výboje kvůli nízké teplotě řídkce zastoupena. Některé vysoce urychlené deuterony mohou k fúzi přispět reakcemi s nízkoenergetickými ionty plazmatu, těch je ale zpravidla pouze několik procent z celkového počtu deuteronů. Důvodem, proč připadá nejvíce D+D reakcí na kolize středněenergetických deuteronů (10 - 150 keV) s nízkoenergetickými (keV), je gyrační pohyb. Kinetické energie těchto iontů umožňují pohyb s Larmorovým poloměrem umožňujícím setrvání těchto iontů v plazmatu mnohem déle než rychlejší částice. Dochází tak k intenzivním srážkám s nízkoenergetickými ionty a D+D reakcím [8].

V případě přítomnosti silného magnetického pole (kolem 100 T) mohou být i ionty s vyššími energiemi uvězněny po dostatečně dlouhou dobu v oblasti pinče. To má za následek nárůst počtu D+D reakcí. Z Dopplerovského posunu ve spektru energií neutronů vyvstal předpoklad, že je kromě azimutálního pole \mathbf{B}_θ přítomno též pole axiální \mathbf{B}_z . To by mohlo vést k uzavřeným konfiguracím magnetického pole, v nichž by mohly být magneticky drženy středněenergetické ionty podporující D+D fúzi [8].

2.1.5 Interakce neutronů s hmotou

Neutrony podobně jako fotony nemohou díky nulovému náboji interagovat s hmotou prostřednictvím Coulombovy síly. Proto se neutronové interakce s hmotou projevují srážkami jader atomů, která pak podléhají reakcím či excitacím na vyšší hladiny energií. Projevy srážek s neutrony mohou dále vést k vyzařování nabitých částic emitovaných v důsledku jaderné reakce, nebo mohou být nabitými částicemi přímo jádra atomů, která získala kinetickou energii v důsledku srážky s neutronem. Těchto jevů využívá naprostá většina neutronových detektorů. Zachycení neutronu jádrem atomu je výrazně závislé na energii neutronu, jež můžeme s velkým zjednodušením rozdělit na rychlé neutrony (nad 0,5 eV) a pomalé neutrony (pod 0.5 eV) [15].

Pro pomalé neutrony je příznačný pružný rozptyl na jádrech a vysoká četnost vyvolaných jaderných reakcí. Pružné srážky nejsou pro přímou detekci vhodné, jsou ale důležité z hlediska uvedení většiny pomalých neutronů do termodynamické rovnováhy s absorbujícím materiálem pro jiné následné interakce. Nejdůležitějšími interakcemi pomalých neutronů jsou vyvolané jaderné reakce projevující se sekundární emisí částic s energiemi dostačujícími k přímé detekci. Protože je kinetická energie neutronu dodaná jádru malá, musí být reakce exoenergetická. U většiny materiálů dochází při zachytu neutronu k okamžitému vyzařování γ , které může být využitelné pro nepřímou detekci neutronů s použitím některých aktivačních materiálů a hraje též důležitou roli při funkci stínění a útlumu neutronového záření. Toto záření zasahuje ale svou vlnovou délkou za oblast rentgenů, tudíž se z důvodu náročné detekce příliš nepoužívá. Mnohem přijatelnější jsou reakce typu (n, α) , (n, p) nebo obecně štěpné reakce, jejichž produktem je nabitě jádro. Veškeré emise nabitých částic lze velmi snadno detekovat [15].

Vysokoenergetické neutrony vyvolávají jaderné reakce s mnohem menší pravděpodobností a lze konstatovat, že zastoupení neutronem iniciovaných reakcí klesá s rostoucí energií neutronu. Při srážce ovšem rychlý neutron předá jádru velkou energii. Při rozptylu na jádrech atomů neutron rychle ztrácí energii a zpomaluje se. Látky sloužící pro zpomalování neutronů se nazývají moderátory a nejlepším moderátorem je přirozeně vodík, jelikož při jediné srážce může být předána veškerá energie neutronu vodíkovému jádru. Pokud je energie neutronu dostatečně vysoká, může být zasažené jádro excitováno na vysokou hladinu energie. Následnou deexcitací jádra dochází k emisí krátkovlnného γ -záření a neutron s malým zbytkem energie podléhá pružným srážkám [15].

Všechny děje popsané výše je třeba nějakým způsobem kvantifikovat, zavést potřebné veličiny a parametry pro transport neutronů hmotou. Pro neutron s danou energií lze stanovit konstantní pravděpodobnost pro jakýkoli mechanismus reakce či srážky na jednotku délky. Prostředkem k vyjádření této pravděpodobnosti je právě účinný průřez reakce σ v jednotkách plochy zmiňovaný již v předchozí kapitole. Každá reakce či pružná srážka s neutronem je cha-

rakterizována účinným průřezem, jež je obecně funkcí kinetické energie (rychlosti) neutronu. Pokud bychom uvažovali n jako počet jader na jednotku objemu, můžeme využít veličiny

$$\Sigma = n\sigma, \quad (2.14)$$

jež charakterizuje tzv. inverzní délku [15], tedy pravděpodobnost uskutečnění události s účinným průřezem σ na jednotku délky. Jednotlivé mechanismy lze kombinovat, přičemž výsledná inverzní délka je aditivní veličinou

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_{pru} + \Sigma_{rad} + \dots, \quad (2.15)$$

kde Σ_{pru} reprezentuje pružné rozptyly na jednotku délky, Σ_{rad} procesy s následnou radioaktivitou a Σ_{tot} pak celkovou pravděpodobnost jakéhokoli procesu při interakci s jádrem na jednotku délky. Přitom stále platí známý exponenciální zákon poklesu intenzity neutronů I (počtu) s rostoucí tloušťkou d

$$I = I_0 e^{-\Sigma_{tot} d}. \quad (2.16)$$

Střední volná dráha λ je pro neutron v daném prostředí rovna $\lambda = 1/\Sigma_{tot}$ a u rychlých neutronů se pohybuje v řádu desítek centimetrů, zatímco u pomalých neutronů do jednoho centimetru [15].

Pro lepší interpretaci je možné zavést neutronovou fluenci. Předpokládejme nyní pouze monoenergetické neutrony s konstantní rychlostí o velikosti v . Pak součin $v\Sigma_m$ reprezentuje frekvenci probíhajících mechanismů s makroskopickým účinným průřezem (inverzní délkou) Σ_m . Pokud bychom chtěli vyjádřit četnost mechanismů na jednotku objemu (tzv. RR), obdrželi bychom prostý součin $RR = n(\mathbf{r})v\Sigma_m$, kde $n(\mathbf{r})$ neutronová hustota v objemovém elementu o polohovém vektoru \mathbf{r} . Součin $n(\mathbf{r})v$ pak charakterizuje neutronovou fluenci $\phi(\mathbf{r})$

$$\phi(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r})v, \quad (2.17)$$

Tedy pro četnost proběhlých mechanismů nebo reakcí na jednotku objemu a jednotku času lze psát $RR = \phi(\mathbf{r})\Sigma_m$. Pokud nyní zobecníme neutronovou fluenci na funkci polohy a energii neutronů $\phi(\mathbf{r}, E)$ a makroskopický účinný průřez mechanismů m na obecnou funkci energie $\Sigma_m(E)$, lze vyjádřit celkové RR mechanismů m následovně [15]

$$RR = \int_0^\infty \phi(r, E)\Sigma_m(E)dE. \quad (2.18)$$

Jednou z nejpoužívanějších veličin kvantifikujících neutronové zdroje je také neutronový tok ϕ , jež má stejné značení jako neutronová fluence, ale jednotkou je cm^{-2} , oproti neutronové fluenci, která je navíc vztažena na jednotku času.

2.2 Detekce neutronů

2.2.1 Principy detekce

Jak už bylo výše několikrát zmiňováno, nemohou být neutrony přímo snadno detekovány, jelikož elektromagneticky téměř neinteragují. Pro jejich detekci je tedy nutné využít jiných vlastností neutronů nebo sekundární emise. Magnetický moment jednoho neutronu je velmi malý (kolem $-1,9\mu_N$, kde μ_N je Bohrov magneton) a nemůže být pro detekci neutronů využitelný. Dipólový elektrický moment v důsledku vnitřní struktury je nepatrný, tudíž k detekci zbývá pouze interakce srážkami s jádry atomů. To poskytuje tři hlavní využitelné procesy pro detekci neutronů, z nichž některé již byly popsány. Prvním je absorpce pomalých neutronů v materiálu s vysokým účinným průřezem a následným vyzářením ionizované částice. Typickými představiteli reakcí jsou ${}^3_2\text{He}(n, p){}^3_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}(n, p){}^4_2\text{He}$ nebo ${}^{10}_4\text{B}(n, \alpha){}^7_3\text{Li}$. Druhým způsobem je aktivace jader, která se stávají radioaktivními. Detekované rozpadové záření je obvykle β nebo γ , přičemž se pro absorpci využívá materiálů s velkým aktivačním průřezem ve velmi úzkém pásu energií detekovaných γ a β částic. Mezi tyto základní materiály patří např. železo s reakcí ${}^{56}_{26}\text{Fe}(n, p){}^{56}_{25}\text{Mn}$ nebo křemík s reakcí ${}^{28}_{14}\text{Si}(n, p){}^{28}_{13}\text{Al}$. Poslední princip detekce využívá předání velké části kinetické energie rychlých neutronů jádrům atomů, která lze poté díky jejich kladnému náboji snadno detekovat. Tento způsob se někdy též nazývá metodou odražených jader a jak už bylo poznamenáno v předchozí kapitole, nejlepší využití nachází jako absorber vodík. Následující kapitola stručně shrnuje nejzákladnější rozdělení detektorů využívajících popsané principy [15, 13].

2.2.2 Základní rozdělení detektorů

Prvním typem detektoru je polovodičový detektor využívající polovodiče ve formě planární diody potaženého pro neutrony reaktivním filmem. Neutron v reaktivním materiálu vyvolá reakci s příslušnou emisí částice pohybující se směrem k polovodiči. Při vstupu do polovodiče vzniká působením částice pár elektron-díra, které dále driftují při vestavěném napětí a tvoří indukovaný proud. Ten je dále snímán a vyhodnocován. Účinnost detekce je u těchto typů detektorů většinou nízká a je ovlivněna zejména tloušťkou naneseného filmu, kde mohou být produkty reakce absorbovány, a geometrií diody [26].

Dalším typem je aktivační detektor a jak název napovídá, jedná se o aktivaci jader materiálu neutrony. Aktivovaným materiálem je většinou jeden jediný prvek nebo definovaná slitina ve tvaru fólie či drátku. Tento materiál je nejdříve neutrony ozářen a následně je detekováno záření β , γ nebo α z nově vzniklých radionuklidů. Výhodou této metody v případě sekundárního γ záření je, že γ záření, které může být v poli neutronů vždy přítomné, většinou neovlivňuje odezvu detektoru. Intenzita rozpadového záření aktivovaného prvku je úměrná délce ozařování a neutronovému toku. Účinný průřez je pro reakci nejvyšší u pomalých neutronů, proto jsou aktivační detektory často užívány pro detekci pomalých neutronů. K aktivaci je také využíváno takových materiálů, u kterých při ozařování neutrony dochází k jaderným reakcím s vysokým aktivačním průřezem. Pro detekci pomalých (tepelných) neutronů se jako aktivačních materiálů často využívá kobalt, zlato, stříbro nebo železo, zatímco pro rychlé neutrony nikl, titan, niob a někdy též slitiny železa [26, 15].

Dalším typem je detektor rychlých neutronů. Pokles účinnosti detekce s rychlostí neutronů (účinný průřez záhytu neutronu) si žádá nejprve zpomalení neutronů. Ty mohou dále sráž-

kami s jádry vyvolat jaderné reakce a následně lze detekovat sekundární emise. Informace o energii, hybnosti a doby trvání emise neutronů je v důsledku moderace ztracena.

Posledním typem detektorů jsou scintilační detektory využívající scintilační materiály často ve formě tekutin, plynného helia nebo plastických hmot. Scintilační detektory se vzájemně odlišují vlivem použitých materiálů scintilátoru a také hlavně v citlivosti a schopnosti vysoké účinnosti detekce v úzkém pásmu energie neutronů. Protože se tato práce úzce zabývá návrhem elektronické části čítače aktivačního detektoru aparatury PFZ-200, je v následujících kapitolách podrobněji vysvětlen princip aktivace a čítače [26, 15].

2.2.3 Fyzikální princip jaderné aktivace

Následující úvahy a odvození jsou převzata z [15]. Předpokládejme velmi malou tloušťku aktivovaného materiálu a dále nepřerušovaný konstantní neutronový tok ϕ . Potom četnost reakcí R s průřezem Σ_{act} v objemu V bude

$$R = \phi \Sigma_{act} V. \quad (2.19)$$

Aktivací dochází ke generaci radionuklidů, jejichž počet označme N s rozpadovou konstantou λ . Změna počtu radionuklidů je pak dána

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda N. \quad (2.20)$$

Řešení rovnice 2.20 pro počáteční podmínky $N = 0$, $t = 0$ je $N(t) = R(1 - e^{-\lambda t})/\lambda$ a aktivita A , pro níž platí $A = \lambda N$, bude

$$A(t) = R(1 - e^{-\lambda t}). \quad (2.21)$$

Zřejmě pro nekonečnou dobu ozařování bude pro aktivitu platit $A_\infty = R$, přičemž ozařování po dobu tří až čtyř poločasů rozpadu bude aktivita 6 až 12 % hodnoty A_∞ . Předpokládejme nyní, že byla fólie vystavena ozáření neutronového toku po dobu t_0 a dosáhla aktivity $A_0 = A_\infty(1 - e^{-\lambda t_0})$. Následně je rozpadové záření aktivované fólie zaznamenáváno některým čítačem, přičemž velmi záleží na časové prodlevě mezi ukončením ozařování neutrony a počátkem měření a následně dobou měření (čítání). Předpokládejme čítání mezi časy t_1 , t_2 . Počet zaznamenaných píků C aktivity bude

$$C = \epsilon \int_{t_1}^{t_2} A_0 e^{-\lambda(t-t_0)} dt + B = \epsilon \frac{A_0}{\lambda} e^{\lambda t_0} (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) + B, \quad (2.22)$$

kde ϵ je celková účinnost čítání a B je faktor zohledňující pozadí v intervalu $t_2 - t_1$. Ze vztahu pro A_0 a rovnice 2.22 získáme vztah pro aktivitu v saturaci A_∞

$$A_\infty = \frac{\lambda(C - B)}{\epsilon(1 - e^{-\lambda t_0})e^{\lambda t_0}(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \quad (2.23)$$

a odtud lze po dosazení do vztahu $A_\infty = R = \phi \Sigma_{act} V$ určit neutronový tok ϕ [15].

Aktivační detektory fungují tedy jako časově integrální detektory a neposkytují informaci o časovém vývoji neutronového toku. Jejich výhodou je ovšem stálost a odolnost v extrémních podmínkách, proto nacházejí využití např. pro mapování prostorového rozložení ustáleného

Tabulka 1: Některé kovy využívané pro aktivaci neutrony [15].

Parametr	Izotop (za- stoupení %)	Aktivační průřez σ [10^{-28} m ²]	Radionuklid	Poločas T
Mangan	⁵⁵ Mn(100)	13, 2 ± 0, 1	⁵⁶ Mn	2,58 h
Kobalt	⁵⁹ Co(100)	16, 9 ± 1, 5; 20, 2 ± 1, 9	^{60m} Co; ⁶⁰ Co	10,4 min; 5,28 let
Měď	⁶³ Cu(69,1) ⁶⁵ Cu(30,9)	4, 41 ± 0, 20; 1, 8 ± 0, 4	⁶⁴ Cu; ⁶⁶ Cu	12,87 h; 5,14 min
Stříbro	¹⁰⁷ Ag(51,35) ¹⁰⁹ Ag(48,65)	45 ± 4; 3, 2 ± 0, 4	¹⁰⁸ Ag; ^{110m} Ag	2,3 min; 253 dní
Indium	¹¹³ In(4,23) ¹¹⁷ In(95,77)	56 ± 12; 2, 0 ± 0, 6; 160 ± 2; 42 ± 1	^{114m1} In; ¹¹⁴ In; ^{116m1} In; ¹¹⁶ In	49 dní; 72 s; 54,12 min; 14,1 s
Dysprosium	¹⁶⁴ Dy(28,18)	2000 ± 200; 800 ± 100	^{165m} Dy; ¹⁶⁵ Dy	1,3 min; 140 min
Zlato	¹⁹⁷ Au(100)	98, 5 ± 0, 4	¹⁹⁸ Au	2,695 dní

neutronového toku v reaktorech atd. [15]. Důležitá je vhodná volba materiálů fólií. Kritéria pro výběr jsou velikost a závislost aktivačního průřezu na energii neutronů, rozpadová konstanta, čistota a interferenční rušivé jevy a také obecné fyzikální vlastnosti použitého materiálu. Tabulka 1 obsahuje některé vybrané kovy pro aktivaci pomalými neutrony s následnou reakcí (n,γ) [15].

2.2.4 Aktivační čítače

Aktivační čítače slouží k detekci rozpadového záření emitovaného neutrony aktivovanou látkou. V jejich těsné blízkosti se nachází ozářený vzorek a čítače přímo reagují na rozpadové záření. Aktivační čítače velmi dobře splňují požadavky při potřebě měření velkých neutronových dávek v krátkých časech, jako je tomu např. v některých impulzních urychlovačích. Doba dávky se přitom může blížit i pouze několika nanosekundám a kvůli přesnému měření je nutné aby jednotlivé impulzní dávky neutronů měly dostatečný časový odstup [15].

Existují dva základní typy aktivačních čítačů. První z nich je určen k detekci pomalých neutronů a k aktivaci využívá kovy jako je například rhodium či stříbro společně s moderujícím materiálem zajišťujícím zpomalení neutronů. Příkladem může být právě stříbrná fólie na GM trubiciích v polyethylenovém moderátoru. Celkový počet impulzů zaznamenaný po uplynutí mnoha poločasů je úměrný intenzitě impulzu. Jiná uspořádání tohoto typu mohou mít stříbrné vrstvy střídající se s vrstvami scintilačního materiálu nebo fólii rhodia s plastovým scintilátorem. pro příklad uveďme reakci rhodia $^{108}\text{Rh}(n, \gamma)^{109}\text{Rh}$ s následným vyzařováním β^- o energii 2,47 Mev, resp. 2,44 Mev a poločasem rozpadu 44 sekund, resp. 565 sekund [15].

Druhý typ využívá přímou aktivaci rychlými neutrony. Oproti záchytu pomalých neutronů se obvykle jedná o menší aktivační průřez, proto je často využíváno aktivačních materiálů (nuklidů) s poměrně krátkým poločasem rozpadu obvykle řádu desítek minut až hodin pro efektivnější měření. Měřená aktivita tak mnohem rychleji dosáhne saturace A_∞ , přičemž ale

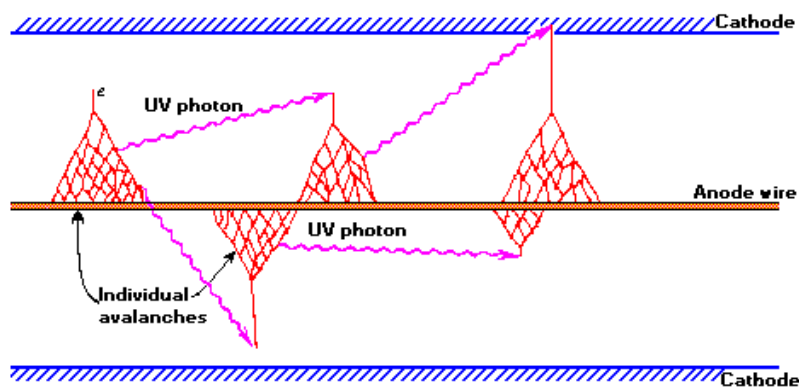
poločas rozpadu nemůže být libovolně malý, aby se vážněji neprojevila mrtvá doba (nejmenší časový interval mezi dvěma správně zaznamenanými impulzy) a efekty hromadění aktivity v materiálu. Některé materiály mají poločas v řádech jednotek sekund nebo méně a měřenou indukovanou aktivitou je obvykle γ nebo β^- . Uveďme například $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ s poločasem rozpadu 810 ms a vyzařují částice γ o energii 6,13 MeV [15].

2.3 Geiger-Müllerův čítač

2.3.1 Základní charakteristika

Čítač byl poprvé zkonstruován Geigerem a Müllerem v roce 1928 a díky velmi jednoduché a spolehlivé funkci je dodnes hojně využíván v různých aplikacích. Jedná se o hermeticky uzavřený systém většinou koncentrických elektrod s pracovním plynem. Pomocné obvody zajišťují stálé napětí na elektrodách a čítání jednotlivých impulzů. Principem je ionizace molekul plynu prolétající nabitou částicí (např. β^- z nuklidu ^{108}Ag) a nastartování lavinového výboje při kritickém napětí mezi elektrodami. Při překročení této napěťové hladiny dochází k exponenciálnímu nárůstu lavin během krátkého času vyvolaného pouze jedním ionizovaným párem. Jakmile dosáhne výboj mezi elektrodami určité velikosti, přestanou se jednotlivé výboje projevovat a lavinová reakce skončí. Tento okamžik nastává vždy při přibližně stejném počtu ionizací (lavin), proto výsledné zaznamenávané impulzy mají vždy stejnou amplitudu nezávislou na počtu ionizovaných molekul. Proto je Geiger-Müllerův čítač pouze jednoduchým počítadlem lavinových výbojů neposkytující žádnou informaci o spektru, energii a ani druhu ionizujícího záření. Typicky je během jednoho výboje generováno kolem 10^9 až 10^{10} ionizovaných párů a výstupní impulz nabývá úrovně několika voltů, což je dostačující hladina pro přímé zpracování elektronickými obvody bez nutnosti zesilování. Velkou nevýhodou tohoto typu čítače je relativně velká mrtvá doba, díky níž může být použit pouze pro pomalejší čítání v rámci stovek až tisíců impulzů za sekundu [15].

Klíčem funkce čítače je Townsendův mechanismus, kdy jediný volný elektron může srážkou s neutrální molekulou vytvořit další iont. Během několika zlomků nanosekund dojde k de-excitaci této molekuly a vyzáření fotonu, jež může být zachycen valenčním elektronem jiné neutrální molekuly. Elektron se uvolní a může ionizovat další molekuly. Tento děj se exponenciálně množí a nastává lavinová reakce vedoucí k výboji. Foton emitovaný excitovanou molekulou může dorazit až ke stěně katody a vyrazit volný elektron, který také může iniciovat lavinový výboj jako prvotní nabitá částice pocházející z jaderné reakce. Vlnová délka takto vzniklých fotonů je většinou ve viditelném spektru nebo v oblasti UV. Pro většinu plynů je pravděpodobnost záchytu elektronu s touto vlnovou délkou malá, proto výboje pochází spíše od původních nabitých částic. Účinnost vytváření lavin jednotlivými nabitými částicemi je ale obrovská a čas nárůstu těchto lavin na kritickou mez je relativně krátký. Celková rychlost růstu lavinového výboje se pohybuje mezi 2-4 cm/ μs a pro trubice se standardními rozměry trvá celková výstavba jednoho výboje pouze několik mikrosekund [15]. Na obrázku 2.3 je znázorněn mechanismus vzniku lavinovitých výbojů v GM trubici.



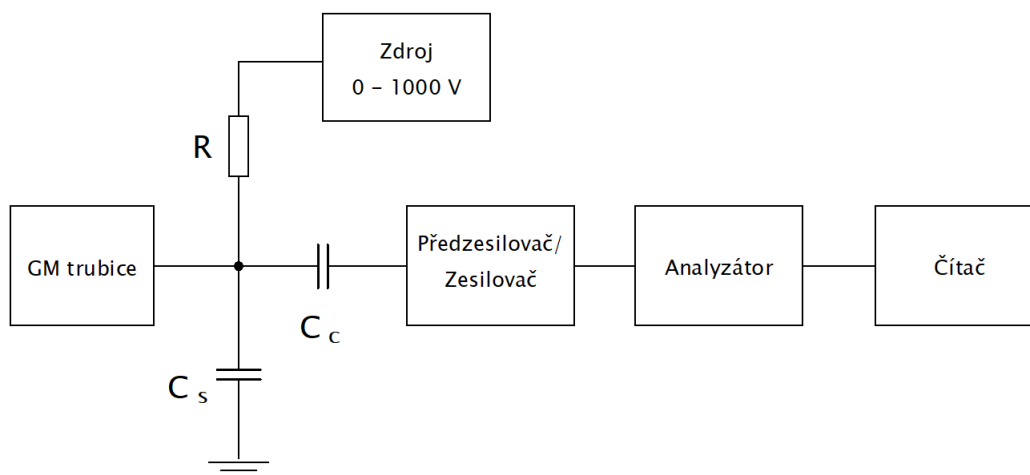
Obrázek 2.3: Vznik lavinovitých výbojů v Geiger-Müllerově trubici [24].

K ukončení tohoto tzv. Geigerova výboje mezi elektrodami dochází prostřednictvím hromadění kladně nabitých iontů, jež na rozdíl od elektronů mají mnohem menší pohyblivost. Při dosažení určité koncentrace iontů dojde k výraznějšímu zeslabení elektrického pole až pod kritickou mez a výboj ustane. Při udržování konstantního napětí mezi elektrodami bude k ukončení tvorby dalších lavin a konce celkového výboje docházet při přibližně stejných koncentracích kladných iontů a výsledný tvar a amplituda zaznamenávaných impulzů bude tedy vždy téměř stejná. S rostoucím přiloženým napětím ovšem roste velikost Geigerova výboje a roste i amplituda výstupního impulzu [15].

Pro vnitřní atmosféru trubic jsou často užívány vzácné plyny, konkrétně helium nebo argon. Průměrná dosažená energie elektronu mezi dvěma srážkami je závislá na podílu E/p , tedy velikosti intenzity a tlaku. Na této hodnotě závisí i střední počet excitovaných molekul, proto lze stanovit minimální hraniční hodnotu E/p pro Geigerovy výboje. S tlakem kolem desítek atmosfér dosahuje prahová hodnota napětí kolem 500 - 2000 V [15], proto se pro zachování E/p využívají trubice s nižším tlakem než je atmosférický. V přítomnosti pouze jednoho druhu plynu by po každém skončení Geigerova výboje mohlo docházet vlivem neutralizace kladných iontů na katodě k vyrážení elektronů. I nepatrná část takto nově vzniklých elektronů může vést k dalším lavinovým výbojům a nakonec i k Geigerově výboji. Čítač by tak neustále čítal impulzy i když k externímu ozařování nedochází. Proto se do trubic přidává tzv. zhašecí plyn, jež má nižší ionizační potenciál a složitější molekulovou strukturu než primární plyn [15].

2.3.2 Funkční prvky GM čítače

Konstrukce elektrod bývá u GM trubic většinou válcově symetrická s katodovým pláštěm obepínajícím anodu. Ta je obvykle tvořena tenkým drátem zajišťujícím velký gradient elektrického pole pro optimální nárůst lavin. Nejčastěji je anoda uchycena v izolátoru pouze na jednom konci a proti druhému konci je vytvořeno vstupní okénko pro detekované záření. Katoda bývá tvořena kovem nebo sklem s metalizovanou vodivou vrstvou. Vstupní okénko musí být tenké kvůli částicím s malou pronikavostí, ale pevné aby odolalo síle v důsledku rozdílů vnějšího a vnitřního tlaku. Konstrukce a geometrie GM trubic může být rozličná, např. v podobě drátěné smyčky katody obklopující drátkovou anodu umístěnou v ose smyčky [15].



Obrázek 2.4: Zjednodušené blokové schéma Geiger-Müllerova čítače. Předzesilovač ani zesilovač často nemusí být přítomen, v analyzátoru může být kromě filtrů obsažen CFD - amplitudový diskriminátor impulzů, které jsou normovány a čítány v bloku čítače většinou s pomocí mikrokontroléru.

Jelikož výstupní pulzy z Geiger-Müllerových trubic není obvykle potřeba nijak zesilovat, je obvykle měřicí obvod čítače se zapojením trubic velmi jednoduchý. Na obrázku 2.4 je znázorněno blokové schéma čítače. Zdroj napětí je od trubic oddělen sériovým odporem R . Paralelní kombinací této rezistance s kapacitou trubic a přidružené kapacity C_s k zemi je dána časová konstanta obvodu pro sběr náboje. Ta bývá obvykle jen několik mikrosekund, proto jsou zachovány pouze složky pulzů s rychlým náběhem. Kapacita C_c je potřebná k oddělení vysokého napětí trubice od výstupních impulzů. Pro efektivní přenos impulzního signálu do následujících obvodů bez dalšího poklesu amplitudy musí být C_c dostatečně velké, aby hodnota časové konstanty RC_c byla ve srovnání s dobou impulzu dostatečně velká a impulz se zachoval [15].

2.3.3 Účinnost čítání

Účinnost čítání lze nejlépe posoudit z hlediska druhu zaznamenávaného záření. Jde tak o účinnost detekce nabitých částic, neutronů a γ záření. Pro nabitě částice vstupující do trubic je pravděpodobnost vyvolání Geigerova výboje téměř 100 %, proto i účinnost je velmi vysoká. Účinnost detekce je ovšem závislá také na prostupu záření materiálem vstupního okna. Pro α částice je tloušťka limitujícím faktorem, zatímco pro β částice může být tloušťka materiálu okna o něco větší. Stále ale dochází k odražení nebo značnému rozptylu, proto platí, že je účinnost čítání nabitých částic dána hlavně těmito faktory [15].

Tepelné neutrony mají pro srážky s molekulami obvykle používaných plynů v trubicích velmi malý účinný průřez. Pro čítání rychlých neutronů je možné využít jako plyn helium. Odražením jader helia mohou vznikat iontové páry vedoucí ke Geigerovým výbojům [15].

V případě γ záření, které má obvykle vysokou prostupnost, může docházet k vyražení elektronů z atomů. Pokud tedy dojde k takovéto interakci v dostatečné blízkosti vnitřní stěny trubice, uvolněnému elektronu stačí velmi málo k překonání krátké vzdálenosti k rozhraní mezi stěnou a plynem a následnému nastartování Geigerova výboje. Účinnost čítání tak závisí na dostatečné blízkosti interakce a uvolnění elektronu u rozhraní vnitřní stěny trubice a plynu a dále na pravděpodobnosti, že uvolněný elektron stačí dosáhnout rozhraní a reagovat

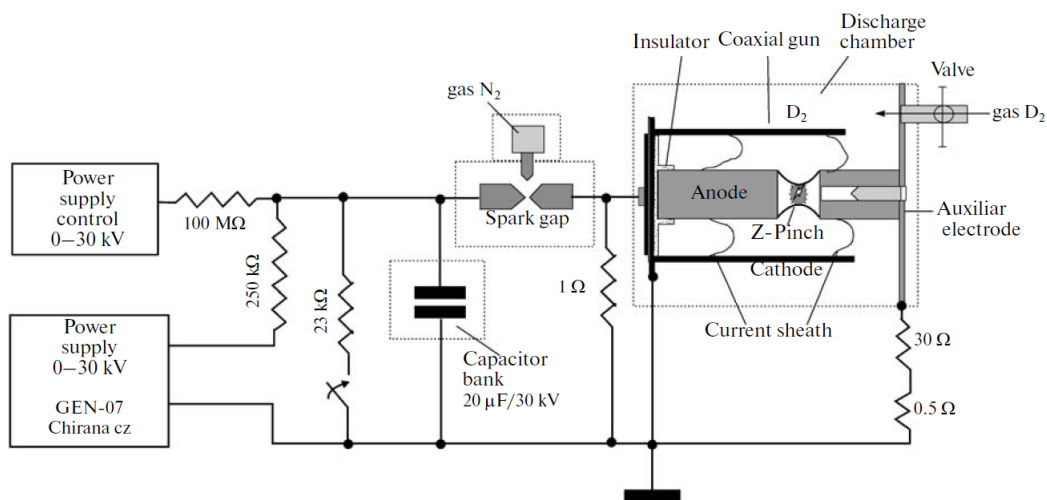
s molekulami plynu a zajistit výboj, než dojde k jeho opětovné neutralizaci v materiálu stěny. Typicky se tloušťka této oblasti do jednotek milimetrů závislá na energii dopadajícího záření a může být výrazně ovlivněna složením materiálu. Tak lze dosáhnout účinnosti čítání blízké 100 % [15].

3 Z-pinčová laboratoř na FEL ČVUT

3.1 Experimentální aparatura a diagnostika

3.1.1 PFZ-200

Jedná se menší plazma-fokus umístěný v areálu Elektrotechnické fakulty ČVUT v Praze. Název je odvozen od maximálního proudu kolem 200 kA, kterého je možné na aparatuře dosáhnout. Zásobníkem energie je paralelní kombinace čtyř kondenzátorů po kapacitě $5 \mu\text{F}$. Maximální nabíjecí napětí dosahuje 30 kV, tudíž uložená energie dosahuje až 4 kJ. V současné době je zařízení optimalizováno pro provoz s nabíjením na 18-20 kV. Proud dosahuje maxima během doby kolem $2 \mu\text{s}$. Na obrázku 3.1 je znázorněno detailní schéma aparatury [21, 19].



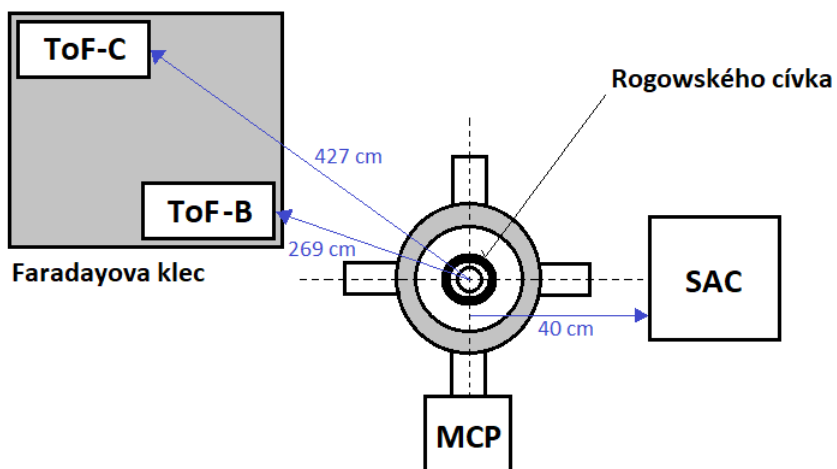
Obrázek 3.1: Schéma aparatury PFZ-200 na Elektrotechnické fakultě ČVUT v Praze [20].

Koaxiální elektrodový systém je složen z anody ze slitiny mědi a wolframu s průměrem 25 mm. Ta je osově vzdálena 50 mm od katody, jež je tvořena dvanácti ocelovými tyčemi o průměru 8,5 mm. Izolátor ve spodní části elektrodového systému je tvořen Al_2O_3 . Při experimentech bývá před výboji komora vyčerpána na 10^{-2} až 10^{-3} Pa a jako médium pro fúzní reakci je využito plynné D_2 o tlaku 250 až 350 Pa [21, 19].

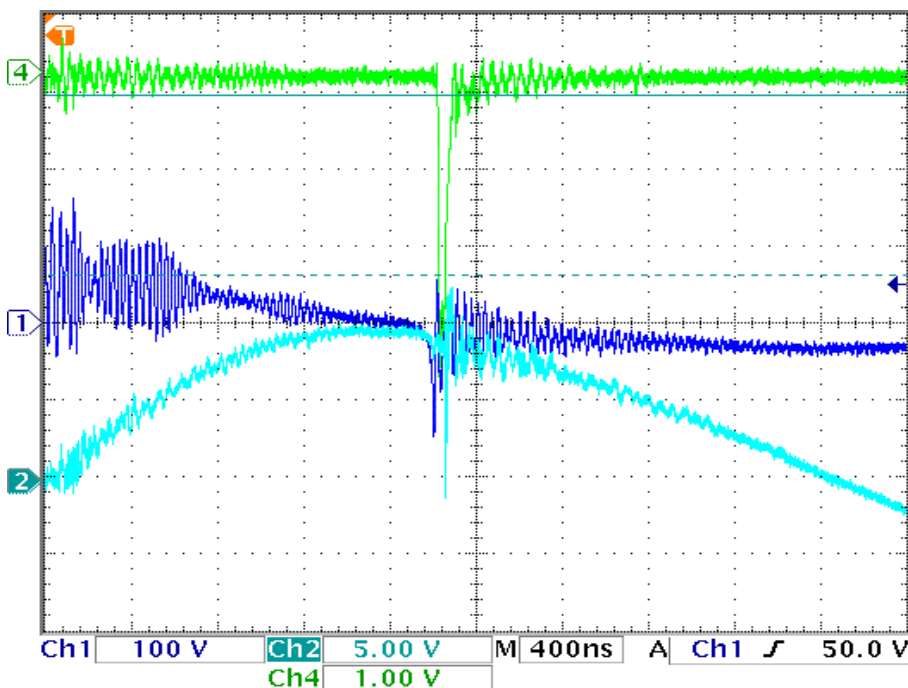
Diagnostika na aparatuře PFZ-200 se skládá ze scintilačních detektorů umístěných ve Faradayově kleci, Rogowského cívky, aktivačního stříbrového detektoru a mikrokanálové zesilovací destičky. Na obrázku 3.2 je znázorněno rozmístění jednotlivých zařízení kolem PFZ-200. Funkce a vlastnosti jednotlivých měřicích a záznamových zařízení jsou popsána dále.

Jak bylo zmíněno, maximum proudu dosahuje hodnot kolem 200 kA. Proud je při výstřelu měřen Rogowského cívkou s integračním odporem a časová derivace proudu bez integračního odporu. Obrázek 3.3 reprezentuje příklad záznamu proudu a jeho derivace při výstřelu.

Na proudovém signálu je patrný náhlý propad za maximem odpovídající přetržení pinče v důsledku nestabilit.



Obrázek 3.2: Rozmístění nejdůležitějších diagnostických zařízení kolem fokusu PFZ-200.



Obrázek 3.3: Záznam proudu (2. kanál) a jeho derivace (1. kanál). Měřítka pro proudový kanál je 22kA/1V.

3.2 Diagnostika

3.2.1 Stříbrný aktivační čítač

Stříbrný aktivační detektor, SAC, neboli „*Silver activation counter*“ slouží k detekci primárně fúzních neutronů. Princip funkce je založen na aktivaci dvou stabilních izotopů přírodního stříbra ^{107}Ag a ^{109}Ag . Záchytem neutronu vznikají nestabilní izotopy ^{108}Ag a ^{110}Ag s poločasem rozpadu 142,9 s a 24,6 s. Počet zachycených neutronů je úměrný počtu rozpadlých jader stříbra a tedy počtu impulzů detekovaných čítačem. Před dopadem neutronů je ale důležité neutrony zpomalit, jelikož efektivní průřez reakce je nepřímo úměrný jejich rychlosti. K tomuto účelu je využit polyethylenový moderátor. Aktivované stříbro má podobu 1 mm tenké fólie, jež těsně obklopuje Geiger-Müllerovy trubice sloužící k detekci β^- záření vzniklé rozpadem izotopů stříbra [19]. Více je o GM trubicích uvedeno v kapitole věnující se detekci neutronového záření a přímo GM detektorům 2.2.3, 2.3.1.

3.2.2 Scintilační detektor

Scintilační detektory využívají jevu, kdy částice ionizujícího záření interaguje atomem či molekulou látky, která po přijetí kinetické energie zachycené částice tuto energii vyzáří v podobě světla. Sekundárně emitované záření může být dále vhodně fokusováno či zesilováno ve fotonásobičích a následně detekováno. Látky umožňující tuto konverzi energie s vysokou účinností se nazývají scintilátory [19, 28].

Na aparatuře PFZ-200 je jako scintilační materiál využit polyvinyl toluen. Fotony viditelného světla vystupujícího ze scintilátoru uvolňují elektrony z fotokatody fotonásobiče. Následuje soustava tzv. dynod, které s pomocí sekundární emise elektronů šířící se signál zesilují. K určení energetického spektra detekovaných neutronů lze využít změřenou dobu letu při umístění detektoru do předem známé vzdálenosti od zdroje. Proto se tato metoda detekce označuje také ToF („*Time of flight*“). Z doby letu lze zjistit také rychlost nebo energii neutronů. [19, 28]

3.2.3 Rogowského cívka

Jak název napovídá, jedná se v principu o zařízení obsahující cívku pracující jako transformátor proudu. Slouží k měření velmi rychlých impulzních proudů s velkou amplitudou. Cívka je uspořádána do toroidu se vzduchovým jádrem a obemyká vodič s měřeným proudem. Princip funkce je založen na měření indukovaného napětí u_i v cívce vlivem vzájemné indukčnosti M cívky a měřeného vodiče. Podle Faradayova zákona platí $u_i = -M \frac{dI}{dt}$, přičemž právě vzájemnou indukčnost by bylo možné určit z počtu závitů cívky N a průřezu S jako $M = \mu_0 SN$ [19]. Pro kvantitativní vyhodnocení měřeného proudu je obvykle potřeba Rogowského cívku zkalibrovat.

3.2.4 Mikrokanálová zesilovací destička

Tomuto zařízení také ve zkratce říká MCP z anglického „microchannel plate“. Slouží k detekci nabitých částic, UV záření a měkkého rentgenového záření. Vstupující částice vyrazí z katody elektron a ten dále postupuje do kanálku, kde je urychlován, naráží do stěny a uvolňuje další elektrony. Mnoho těchto kanálků vedle sebe umístěných tak slouží ke konstrukci obrazu vzniklého zachycením částic. Klíčová je proto soustava velmi mnoha tenkých (průměru kolem $25\ \mu\text{m}$) kanálků. Kanálky jsou tvořeny skleněným vláknem a pláštěm z olovnatého skla. Skleněné jádro je odleptáno a vzniklý kanálek je s ostatními uspořádán do hexagonálního pole. Z těchto útvarů se po natavení řezou velmi tenké destičky opatřené z obou stran vrstvou kovu. V případě aparatury PFZ-200 je zařízení MCP rozděleno do čtyř nezávislých kvadrantů, na nichž dochází ke zpoždění signálu vlivem nestejných délek kabelu přibližně o 10 ns. Tímto způsobem je možné zaznamenat časově-prostorový vývoj pinče. Zobrazení plazmatu výboje je dosaženo na principu dírkové kamery [19].

4 Návrh a výroba čítače a zdroje pro Geiger-Müllerovy trubice

4.1 Výběr mikrokontroléru a konstrukce programu

4.1.1 Arduino rodina mikrokontrolérů

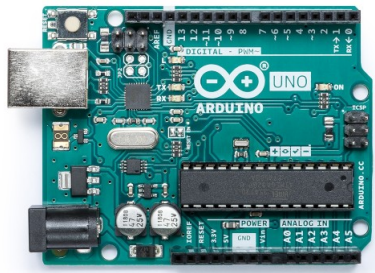
Rodina Arduino je založena především na mikroprocesorech firmy Atmel. Velkými přednostmi desek Arduino je jednoduchost programování, snadná instalace a dostupnost, nízká cena a široká škála připojitelných modulů včetně kompatibility s jinými perifériemi. Velkou výhodou je též obrovská komunita poskytující velké množství knihoven, funkcí a příkladných aplikací Arduino desek a shieldů a také všeobecná podpora ze strany výrobců nebo vývojářů jiných desek a zařízení. Všechny typy desek obsahují základní vybavení potřebné k připojení napájení (3,3 V až 7 V), digitální I/O piny, programovatelný mikroprocesor firmy Atmel nebo jiný, piny pro analogové čtení a zápis, tlačítko pro reset a 2 piny pro sériovou komunikaci. Převodník pro zavedení programu může být integrován spolu s deskou, nebo je potřeba ho externě připojit. Dalšími doplňky mohou být např. piny pro výstup PWM signálu, nebo integrovaný bluetooth modul u vyšších řad desek Arduino. Mezi nejznámější typy desek patří např. Arduino UNO, Arduino NANO, Arduino Leonardo, DUE a další [1].

Programovacím jazykem Arduino desek je jazyk s názvem Wiring a jedná se v podstatě o modifikaci jazyka C rozšířenou o vestavěné pomocné funkce určené k programování mikrokontrolérů, jako je např. definice vstupů a výstupů, časování a další funkce usnadňující zápis kódu nebo ovládání vstupních a výstupních periférií. Využívaný jazyk tedy obsahuje základní sadu zcela běžných příkazů a datových typů používaných v jazyce C a dalšími funkcemi (např. *pinMode()*, *digitalWrite()*, *digitalRead()*, *millis()* a mnohé další). Základními kameny každé stavby programu pro mikrokontrolér je inicializace knihoven a proměnných na začátku kódu, což je standardem pro téměř každou programovou strukturu. Dále následuje procedura `void setup()`, která slouží pro nastavení vstupů, výstupů, inicializaci, nastavení přerušování, spuštění sériové komunikace atd. Tato smyčka proběhne po spuštění kódu vždy jen jednou. Následuje smyčka `void loop()` obsahující hlavní program. Tato smyčka pak cykluje po celou dobu běhu programu a měla by obsahovat hlavní instrukce programu, čtení, zápis analogových hodnot, vyhodnocovací smyčky apod. K tvorbě programů slouží vývojové prostředí Arduino IDE napsané v Javě, které je spustitelné jak na Windows, tak na macOS a Linuxu. Prostředí umožňuje tvorbu programu v podobě kódu, správu knihoven, kompilaci a další [1].

Jednoduchost v aplikaci a cenová dostupnost zajistily Arduino mikrokontrolérům rozšíření po celém světě a uplatnění v nespočetném množství projektů i nekomerčních využití. S rozmanitým vývojem desek se začaly objevovat také různé simulátory a některé podpůrné moduly kompatibilní s jinými deskami a procesory. Od roku 2012 je možné narazit také na desky s výkonnějšími procesory řady ARM (např. Arduino Due). V roce 2019 bylo poprvé uveřejněno nové vývojové prostředí s označením Arduino Pro IDE, jež je oproti klasickému Arduino IDE vybaveno například debuggerem, podporou Pythonu, JavaScript a je v něm možné přidávat i jiné nebo neoficiální desky [2].

4.1.2 Vybraná deska Arduino UNO R3

Pro návrh čítače byla zvolena velmi dobře známá deska Arduino UNO, konkrétně verze R3, která je mírně upravená oproti předešlé verzi R2. Tato deska obsahuje procesor Atmega328 firmy Atmel a již integrovaný převodník pro programování. Pro nahrávání programu je deska vybavena USB konektorem typu B, který slouží také k napájení desky nebo k sériové komunikaci s dalším zařízením. Možné je též připojit napájení do samostatného konektoru k tomuto určenému.[1],[2]. Obrázek reprezentuje 4.1 skutečné provedení desky UNO R3 a tabulka 2 shrnuje základní hardwarové vybavení a vlastnosti desky.



Obrázek 4.1: Fyzická podoba velmi známé desky Arduino UNO [2].

Podrobnější informace o jednotlivých komponentech desky Uno R3 a dalších deskách, shieldech nebo rozšířeních lze pak dohledat nejlépe na oficiálních webových stránkách Arduino [2], nebo dále v datasheetech poskytujících kompletní zapojení všech částí desky včetně datasheetu samotného mikroprocesoru [3].

Dalšími důležitými doplňky je přítomnost pinu AREF pro přivedení referenčního napětí pro zajištění správného měření na analogových pinech a pin RESET umožňující resetování procesoru přivedením 5V na tento pin. Procesor Atmega328 poskytuje sériovou komunikaci UART TTL při napětí 5V, což umožňuje snadné připojení například k počítači nebo k další desce Arduino. Tak lze velmi rychle a snadno prostřednictvím funkce Serial Monitor číst změřené hodnoty nebo je přímo vykreslovat pomocí funkce Serial Plotter. Deska UNO R3 podporuje také TWI a SPI komunikaci, což velmi usnadňuje práci s dalšími doplňky a periferiemi, práci s ovládáním displeje, různými detektory atd. [1, 2].

Velmi důležitou součástí desek je také možnost použití externího přerušení, které je pro případ rychlého čítání napěťových impulzů nezbytné. Některé desky Arduino poskytují nastavení předem určených pinů právě pro hardwarové přerušování a pomocí jednoduché funkce lze tak nastavit daný pin na přerušování pro případ detekce například náběžné hrany napěťového impulzu. Deska UNO R3 obsahuje dva takto nastavitelné piny, které zároveň slouží k čtení nebo zápisu digitálních hodnot. Konkrétně se jedná o piny 2 a 3 [1, 2].

Jak bylo zmíněno v kapitole týkající se impulzní aparatury a stříbrného detektoru, využívá detektor čtyř paralelně spojených Geiger-Müllerových trubic. Deska UNO R3 poskytuje pouze 2 piny pro nezávislé externí přerušování, není tedy možné číst impulzy paralelně (nezávisle na sobě) ze všech čtyř trubic a eliminovat tak chybu vzniklou čítáním impulzů pouze sériově na jednom či dvou pinech. K tomuto účelu bude možné případné využití vyšší řady desek, např. řadu Arduino DUE, jež disponuje možností nastavení externího přerušování na libovolném digitálním I/O pinu. Tímto způsobem lze číst impulzy z každé GM trubice zvlášť.

Tabulka 2: Základní parametry desky Arduino UNO verze R3.

mikroprocesor	Atmega328
pracovní napětí	5V
vstupní napětí (doporučené)	7-12V
počet digitálních I/O pinů	14
počet PWM pinů	6
počet analogových vstupních pinů	6
jmenovitý proud na jeden pin	40 mA
velikost FLASH paměti	32 KB
velikost SRAM	2 KB
velikost EEPROM	1 KB
frekvence vnitřního oscilátoru	16 MHz
vnější rozměry desky	68,6 mm × 53,4 mm

4.1.3 Vlastní návrh programu

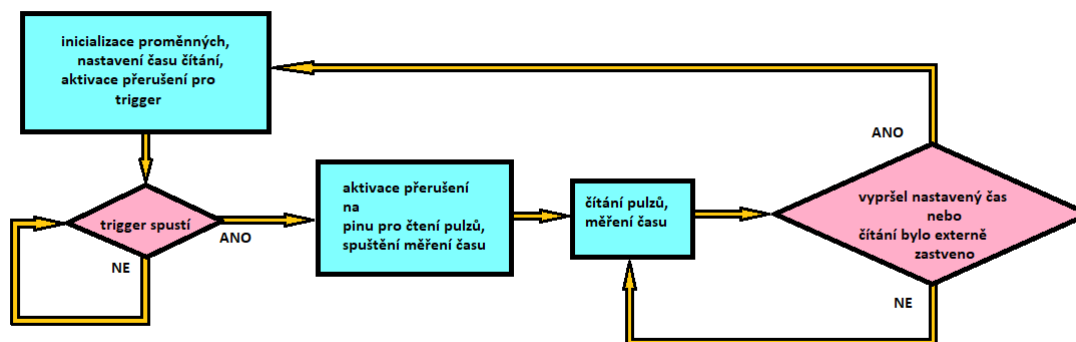
Jak už bylo zmíněno, hlavním požadavkem je čítání impulzů na některém z digitálních vstupů desky Arduino UNO R3. Impulzy jsou vhodně upraveny přes napěťový dělič a obraceč polarity tak, že je bude možné rovnou číst na vstupním digitálním pinu Arduino. Jelikož budou impulzy přicházet na vstupní pin i s frekvencí do jednotek kHz, je nutné použití přerušení na tomto vstupním pinu, aby byla chybovost čítání impulzů minimalizována. Výhoda použití externího (hardwarového) přerušení plyne z jeho podstaty – jedná se o asynchronní obsluhu události, jež byla v tomto případě vyvolána vnějším podnětem (detekce náběžné hrany, změny stavu napěťové úrovně mimo definovanou úroveň, detekce sestupné hrany na pinu atd.). Principiálně je po spuštění přerušení běh hlavního programu přerušen (započatá instrukce se dokončí a do zásobníku se uloží adresa instrukce následující) a procesor provede obsluhu samotného přerušení. Po úspěšném dokončení všech instrukcí v podprogramu daného přerušení procesor začne opět vykonávat instrukce hlavního programu a to od instrukce adresy uložené bezprostředně před obsluhou přerušení.

Navržený program funguje tedy na velmi jednoduchém principu. Po nastavení všech potřebných parametrů včetně obsluhou zadaným časem čítání je jeden z pinů nastaven na externí přerušení pro čtení impulzů (náběžné hrany) napětí úrovně 5V – funkce *void trigger()*. Druhý pin, určený k čítání impulzů, je neaktivní a je aktivován bezprostředně po spuštění triggeru. V podprogramu tohoto přerušení *void puls()* se pouze inkrementuje počet zaznamenaných impulzů na základě detekce náběžné hrany příchozího impulzu. Program tedy pracuje se dvěma vnějšími přerušeními, jež se navzájem vylučují. Při spuštění čítání, je zároveň měřen čas čítání, který je porovnáván s nastaveným časem před spuštěním triggeru. Po uplynutí nastaveného času se deaktivuje přerušení na čtecím pinu a poté je program prostřednictvím inicializační funkce opět uveden do stavu před spuštěním triggeru, kdy je možné nastavit čas čítání a přerušení od triggeru je aktivováno - připraveno na čtení náběžné hrany.

Struktura programu je složena ze základní inicializace potřebných knihoven pro přístup k paměti EEPROM, knihovny použitého displeje a dalších. Následuje deklarace a inicializace všech globálních proměnných použitých v hlavním programu. Dále jsou definovány funkce obou přerušení, funkce inicializace, která je spouštěna vždy po ukončení (stop tlačítkem nebo dosažením nastaveného času čítání) čtení impulzů, funkce pro výběr času čítání v závislosti na počtu stisků tlačítka. Ve smyčce *void setup()* jsou nastaveny vstupní a výstupní piny a

inicializace neměnných parametrů displeje. Následuje hlavní program ve smyčce *void loop()*, kde probíhá kromě spouštění přerušení také aktualizace dat prostřednictvím periferního rozhraní SPI na displej a odesílání dat po sériové lince do PC nebo jiného zařízení.

Níže na obrázku 4.2 je zjednodušená logická mapa zachycující hlavní program smyčky *void loop()* popsané v předešlém textu.



Obrázek 4.2: Zjednodušená logická mapa hlavního programu ve smyčce *void loop()*.

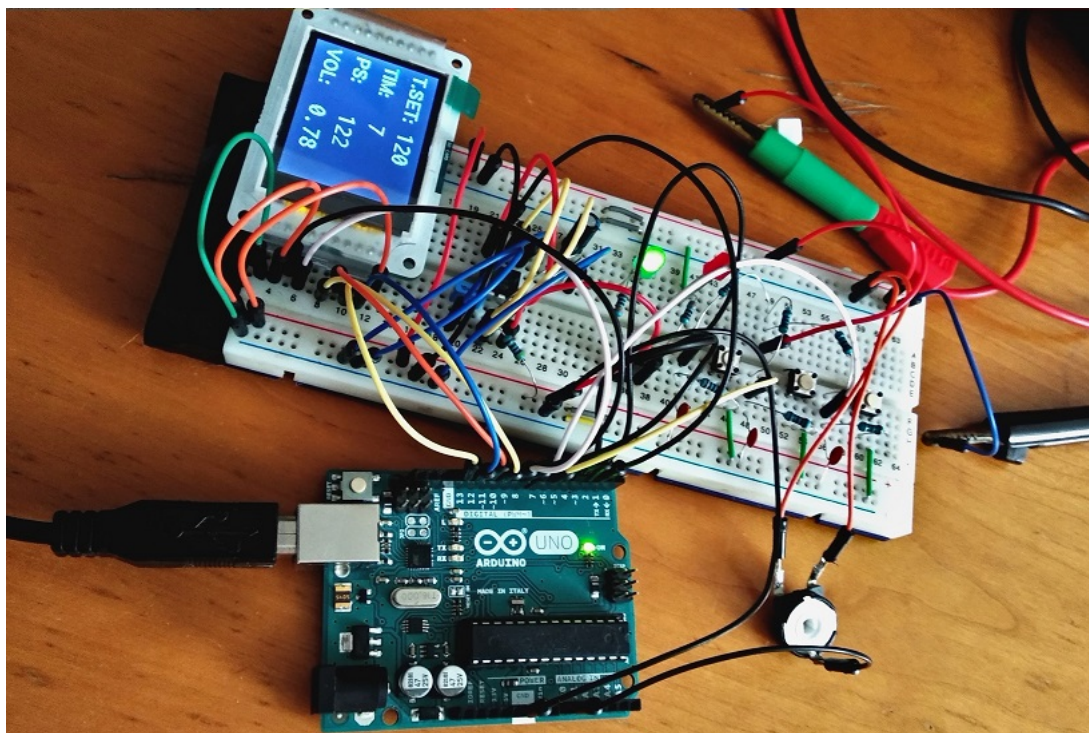
Diagram na předešlém obrázku pouze zachycuje holou kostru hlavního programu a pro jednoduchost zde nejsou uvedeny další bloky instrukcí pro vyčítání dat, měření napětí Geiger-Müllerových trubíc apod. Měření zmíněného napětí trubíc a vyčítání hodnot na displej a po sériové lince probíhá po celou dobu běhu programu mimo vliv obsluhy. Kompletní kód obsahující veškeré instrukce a doplňující funkce včetně inicializací je obsahem přílohy.

4.1.4 Vstupní ovládací prvky a výstupy

Vstupními ovládacími prvky, jejichž stav je vyhodnocován navrženým programem, jsou v tomto případě pouze čtyři mechanické spínače. Prvním z nich je páčkový spínač s aretací pro zapnutí napájení čítače – tedy uvedení do provozu kontroléru a jeho výstupních zařízení, tedy displeje a signalizace. Dalším je tlačítko pro resetování, jehož výstup je přímo připojen na pin s označením RESET u Arduino desky. Třetím tlačítkem v pořadí je možné cyklicky nastavovat délku čítání. Možné varianty nastavení délky čítání jsou zvoleny celkově čtyři a to 30 s, 60 s, 90 s a 120 s. Jejich počet a časový základ lze ale jednoduše upravit ve zdrojovém kódu. Při vypnutí nebo resetování spuštěného programu je posledně zvolený čas čítání uložen prostřednictvím paměti EEPROM, čímž lze dosáhnout mírného zjednodušení ovládání při opakovaném měření za neměnných podmínek. Poslední tlačítko slouží ke stopování při aktivním čtení impulzů. Je tak možné ukončit čítání bez nutnosti resetování spuštěného programu před dosažením nastaveného časového limitu.

Hlavním výstupním prvkem čítače je především LCD displej s označením TFT 1,77 s ovladačem ST7735 sloužící k zobrazování zvoleného času čítání, času uběhnutého od spuštění čítání impulzů, počet zaznamenaných impulzů od spuštění měření a kontinuální měření napětí na GM trubících. Jedná se o kompaktní LCD displej pracující s SPI sběrnici vybaven slotem pro SD paměťovou kartu. Zobrazovací plocha disponuje 160 pixely na šířku a 128 na výšku s

úhlopříčkou 1,77 palce. Po zapojení propojovacích pinů s deskou Arduina a implementace potřebných knihoven je zobrazování na aktivní ploše displeje velmi jednoduché. Níže je obrázek 4.3 zachycující příkladné propojení Arduina s displejem na nepájivém poli se zobrazováním výše uvedených znaků. Jak je z obrázku patrné, i přes možnost využití široké škály barev, které LCD displej poskytuje, zvolil jsem k zobrazování potřebných dat bílé písmo na černém poli pro vysoký kontrast a snadné rozpoznání jednotlivých znaků.



Obrázek 4.3: Testovací zapojení Arduina s displejem na nepájivém poli. Tři tlačítka postupně slouží k nastavení času čítání, stopování čítání a spuštění (trigger). Jako generátor impulzů je využito zapojení obvodu NE 555, měření napětí na posledním řádku displeje je v tomto zapojení pouze provizorní.

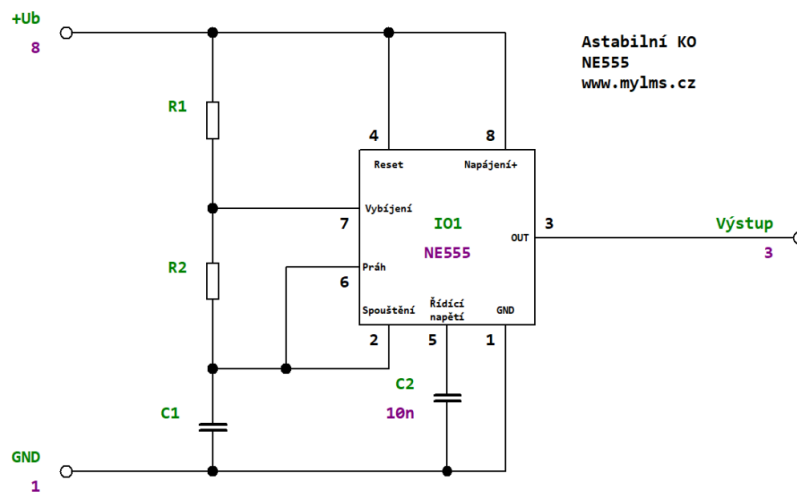
Dalším výstupem je port USB typu A, který v této aplikaci slouží výhradně k připojení PC a sériovému odesílání dat. Pro čtení počtu detekovaných impulzů s časovými údaji je prozatím využito hlavně funkce Serial Monitor nebo Serial Plotter. Možností je ale také instalace jakékoli aplikace určené pro čtení dat ze sériového portu USB, např. jednoduchý program ColTerm, který i jednoduše umožňuje data exportovat do souboru formátu CSV. Toto řešení přenosu dat do počítače k dalšímu zpracování je pouze počátkem a může být v budoucnosti vhodně upraveno pro pohodlnější a rychlejší práci s daty.

V neposlední řadě jsou součástí také červená a zelená LED, které slouží jen jako kontrola běhu měření či signalizace stavu čekání na spuštění triggerem. Zelená LED signalizuje spuštění měření, zatímco červená LED označuje chod mimo spuštěné měření. Takto lze rychle zjistit správný chod zařízení i z dálky několika metrů. Uvedená čtyři tlačítka společně s displejem, LED diodami i USB portem budou tedy přítomna na čelním panelu celého modulu, aby byl zajištěn maximální komfort při obsluze. Rozvržení jednotlivých prvků na předním panelu je dále rozepsáno v kapitole 4.3.2.

4.2 Návrh a výroba napájecího zdroje GM trubic a funkčního obvodu triggeru

4.2.1 Koncepce zvyšujícího měniče napětí s integrovaným obvodem 555

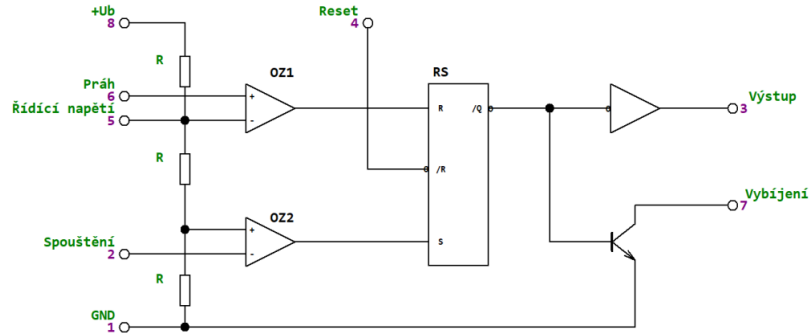
Pro bezproblémovou funkci Geiger-Müllerových trubic je potřeba zajistit stabilizovaný napájecí zdroj napětí. Potřebná hladina napětí se u GM trubic obvykle pohybuje kolem stovek V a záleží na rozměrech a konstrukci trubic, druhu, hustotě a tlaku plynu uvnitř trubic, energii ionizujícího záření atd. Pro náš případ je potřeba zdroj s napětím kolem 350 V. Je tedy nutné navrhnout takový měnič napětí, který bude měnit vstupní napětí z konektoru 12 V na 350 V. K tomuto účelu se nabízí řešení s využitím známého integrovaného obvodu 555 zapojeného jako oscilátoru. Takto vzniklý oscilátor pracující na frekvenci kolem 30 kHz pak střídavě spíná a rozpíná výkonový tranzistor, který periodicky rozpojuje cívku, na kterou je přivedeno 12 V. Na této cívce vzniká rychlým rozpínáním vysoké napětí, jímž lze nabíjet připojený kondenzátor. Pro stabilizaci napětí na tomto kondenzátoru je pak nutné přidat ještě Zenerovu diodu (nebo více do série) navrženou na požadovanou velikost napětí na výstupu. Koncepce tohoto typu měniče s obvodem 555 je hojně využívána pro jeho jednoduchost a dobrou spolehlivost. Na následujícím obrázku 4.4 je schéma zapojení integrovaného obvodu 555 jako astabilního klopného obvodu.



Obrázek 4.4: Zapojení integrovaného obvodu 555 jako astabilního klopného obvodu. Frekvence spínání na výstupu je závislá na velikosti kapacity C1 a odporů R1 a R2 [5].

Integrovaný obvod 555 obsahuje 2 operační zesilovače OZ1, OZ2 zapojené jako napěťové komparátory, RS klopný obvod, invertor na výstupu a vybíjecí tranzistor. Napětí je na vstupu do operačních zesilovačů rozděleno na 1/3 a 2/3 plné úrovně přes odporový dělič. Funkci 555 zapojeného jako oscilátoru na předešlém obrázku lze vysvětlit velmi zjednodušeně takto: Kondenzátor C1 je nabíjen vstupním napětím přes sériovou kombinaci odporů R1 a R2. Na počátku nabíjení, kdy je na kondenzátoru nulové napětí, je výstup ve stavu log. 1 a tento stav se nemění až do okamžiku, kdy napětí na kondenzátoru dosáhne 2/3 úrovně vstupního napětí. V tuto chvíli dojde k resetování klopného obvodu a na výstupu se stav změní na log. 0. Tímto je však otevřen vybíjecí tranzistor a kondenzátor C1 je vybíjen přes odpor R2. Při poklesu napětí pod 1/3 vstupní úrovně se ale klopný RS obvod překlápí zpět a tím se na

výstupu opět objeví log. 1. Tento děj se pak cyklicky opakuje s frekvencí závislou na volbách odporů R1, R2. Je zřejmé, že nabíjení C1 je ovlivněno odporem R1 i R2, ale čas vybíjení závisí pouze na R2. Níže na obrázku 4.5 je vnitřní struktura integrovaného obvodu 555 [5].

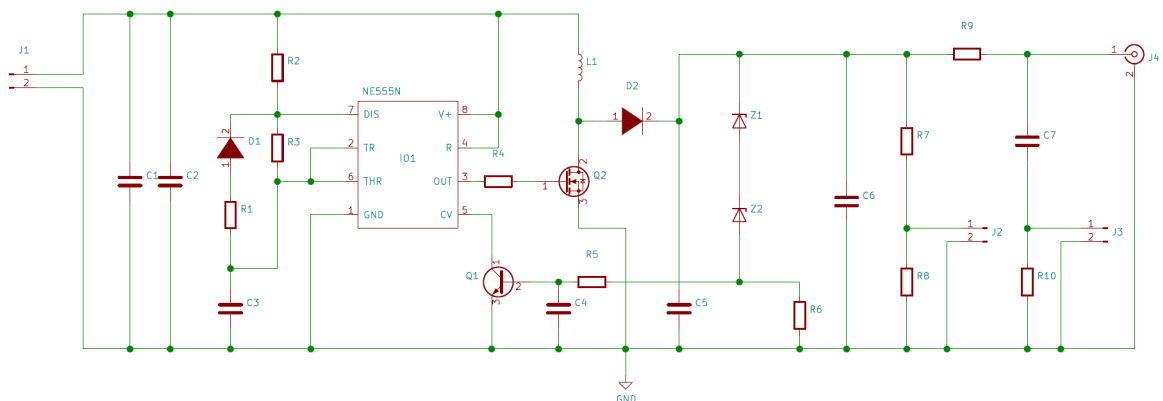


Obrázek 4.5: Vnitřní zapojení obvodu 555 s odporovým děličem na vstupu, dvěma napěťovými komparátory, klopným RS obvodem, tranzistorem a výstupním invertorem [5].

Možnou úpravou k dosažení lepšího nastavení střídy generovaného signálu na výstupu je zapojit diodu paralelně k odporu R2. Tím bude kondenzátor C1 nabíjen pouze přes odpor R1 a vybíjen přes R2. Střídavý signál na výstupu je možné dále tvarovat a vhodně upravovat v rámci požadované funkce [5]. Všeobecně je známo velké množství různých modifikací se zapojením obvodu 555 a jejich obdob coby generátoru střídavého signálu a není třeba se jimi blíže zabývat. Podrobnější zapojení a funkci dalších obvodů obsahujících prvek 555 lze dohledat v příslušných datasheetech nebo odborné literatuře.

4.2.2 Návrh napájecího obvodu

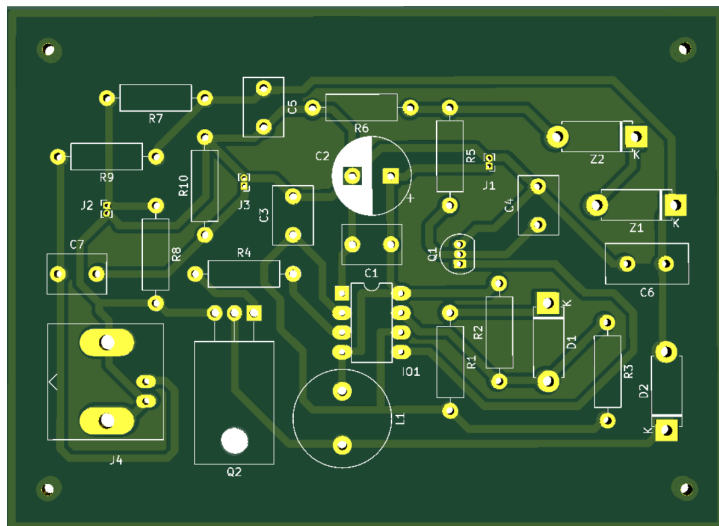
Jak bylo poznamenáno, vstupní napětí je 12 V stabilizované v napájecím zdroji systému NIM. V návrhu tedy obvod 555 zapojený podle (odkaz na předešlý obrázek) s frekvencí kolem 30 kHz spíná a rozpíná výkonový tranzistor a je tedy využito předešlého principu. Vstup i výstup měniče je navíc doplněn stabilizačními a filtračními kondenzátory. Celé schéma návrhu vytvořeného v prostředí KiCad je uvedeno na obrázku 4.6 níže.



Obrázek 4.6: Návrh napájecího obvodu GM trubice včetně výstupu s děličem pro měření napětí.

Výstupní napětí, kterým jsou napájeny GM trubice, by mělo dosahovat úrovně mezi 330 V až 360 V, přičemž účinnost funkce trubic není na malých výkyvech napětí závislá. Unipolární tranzistor Q2 ve schématu periodicky odpojuje cívku od země a tím na ní tak vytváří indukované napětí, kterým je nabíjen kondenzátor C5. Dvojicí Zenerových diod Z1, Z2 společně s tranzistorem Q1 je přes zpětnou vazbu zajištěna požadovaná hladina napětí na výstupu. Napětí je dále stabilizováno kondenzátorem C6. Dioda D1 zapojená s odporem R1 paralelně k R3 zde slouží právě k upravení střídy generovaného signálu na 1:1. Vstup označený ve schématu J1 slouží k přivedení napájení měniče 12 V. Výstupem J2 na odporovém děliči R7 a R8 bude měřeno napětí GM-trubic prostřednictvím Arduina. Výstup J4 slouží k napájení GM trubic přes BNC konektor a koaxiální kabel. Impulzy z GM trubic jsou záporné a protože Arduino implicitně neumí záporné impulzy registrovat, je potřeba nejprve změnit jejich polaritu pomocí tzv. invertoru. Proto bude na vyrobené DPS využít pro vedení impulzů do invertoru, jež je popsán dále, využít pouze přívod 1 výstupu J3.

Dalším krokem je návrh desky plošných spojů. K tomuto účelu bylo možné z důvodu jednoduchosti využít pouze jednu vrstvu mědi. Obrázek 4.7 zachycuje návrh rozložení součástek s přiřazenými pouzdry a jednotlivými vodivými cestami v prostředí KiCad.

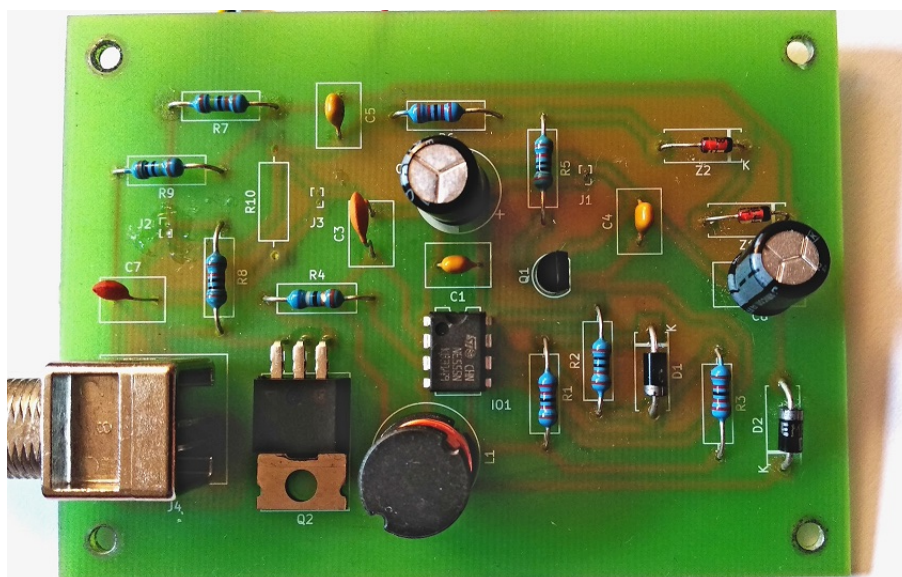


Obrázek 4.7: Návrh plošného spoje napájecího zdroje GM trubic vycházející z předešlého schématu.

Navržená deska má rozměry 93 mm na 67 mm a v rozích má umístěny průchodky pro pozdější upevnění šrouby do modulu NIM. Záměrně byly zvoleny součástky THT místo SMD určených pro povrchovou montáž a též větší rozměry prokovů a rozmístění součástek dále od sebe kvůli snadnějšímu pájení při ručním osazování. Na obrázku 4.8 je fotografie osazené desky společně s následnou tabulkou 3 použitých součástek.

Tabulka 3: Použité součástky při osazování desky zdroje.

Značka	Typ součástky	Hodnota	Značka	Typ součástky	Hodnota
R1	o. metalizovaný	22 k Ω	C3	k. keramický	2,2 nF
R2	o. metalizovaný	1 k Ω	C4	k. keramický	100 nF
R3	o. metalizovaný	22 k Ω	C5	k. keramický	100 nF
R4	o. metalizovaný	68 Ω	C6	k. elektrolytický	1 μ F
R5	o. metalizovaný	10 k Ω	C7	k. keramický	10 nF
R6	o. metalizovaný	22 k Ω	D1	rychlá dioda	EM52
R7	o. metalizovaný	3,3 M Ω	D2	rychlá dioda	EM52
R8	o. metalizovaný	10 k Ω	Z1	zenerova dioda	1N4148
R9	o. metalizovaný	1 M Ω	Z2	zenerova dioda	1N4148
R10	o. metalizovaný	1 k Ω	Q1	tr. bipolární	KC238C
C1	keramický	100 nF	Q2	tr. MOSFET	IRF830A
C2	elektrolytický	100 μ F	IO1	integrováný obvod	NE555N
L1	indukčnost	220 μ H			



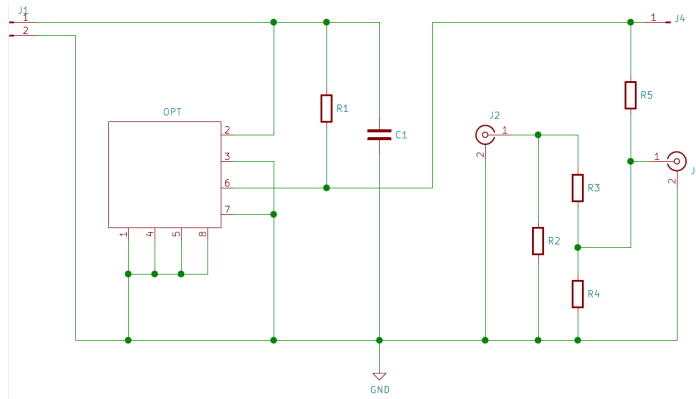
Obrázek 4.8: Osazená deska zdroje, Odpor R10, není na fotografii osazen, neboť byl doplněn až při finální montáži a testování.

Odpor R10 byl doplněn až při testování stability zdroje. Přívodní vodiče byly připájeny ze spodní strany desky. Při testování desky zdroje, jež je popsáno v kapitole 5.1.1, byly ještě k odporu R8 a kapacitoru C6 připájeny ze spodní strany keramické kondenzátory pro filtraci měřeného napětí na Arduino desce a výstupu, více v následující kapitole 5.1.1.

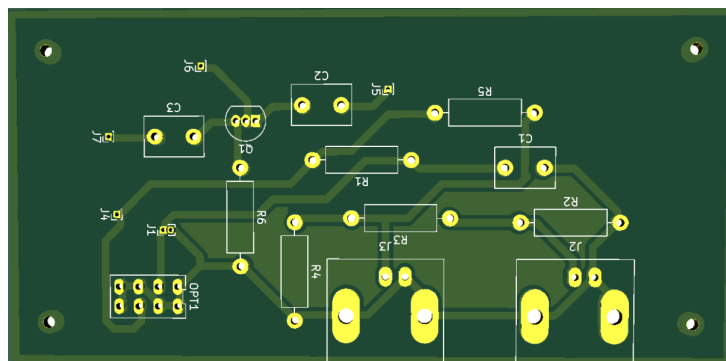
4.2.3 Návrh a výroba funkčního obvodu triggeru s invertorem

Trigger, neboli spouštěč čítače, by měl být spustitelný impulzy s úrovněmi 200 V, 5 V nebo optickým signálem, což umožňuje univerzální použití čítače v rámci různých aparatur. Bylo tedy potřebné navrhnout obvod poskytující tři nezávislé vstupy pro připojení žádaného typu

spouštěče s jediným výstupem na pin Arduina. Impulzy přicházející z GM trubíc mají zápornou polaritu a je tudíž nutné je před vstupem do Arduina invertovat. K obvodu triggeru se tedy nabízí připojit nezávislý napěťový invertor a ušetřit tak místo v modulu. Na obrázku 4.9 je opět návrh schématu v prostředí KiCad a následuje obrázek 4.10 návrhu desky plošných spojů s obvodem triggeru.



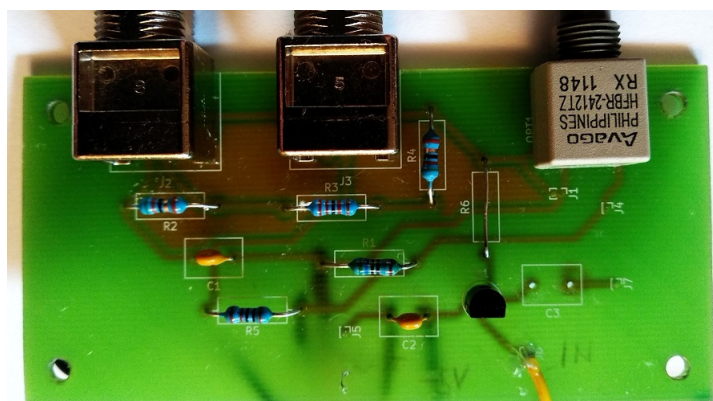
Obrázek 4.9: Návrh obvodu triggeru. Objekt s označením OPT znázorňuje přijímač optického signálu, J2 je vstupním konektorem pro 200 V impuls a jde tedy přes napěťový dělič, J1 je vstup pro 5 V impuls.



Obrázek 4.10: Návrh desky plošných spojů v prostředí KiCad. Oba obvody mají společně propojeny výstupy GND.

Navržená a vyrobená deska má rozměry 93 mm na 45 mm a v rozích má opět umístěny průchozí otvory pro upevňovací šrouby. Během ladění hotových elektronických jednotek došlo k několika změnám, jež si vyžádaly drobné úpravy tištěných spojů. Ty jsou rozepsány níže v této kapitole. Obrázek 4.11 s tabulkou 4 zachycuje fotografii osazené desky s použitými součástkami.

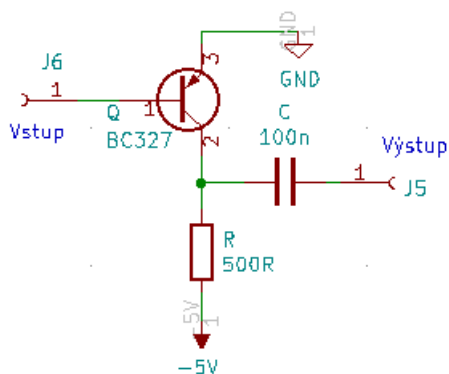
Vzhledem ke změnám v zapojení původního návrhu v době výroby tištěného spoje, nebyl použit kondenzátor C3 a odpor R6 i když se s nimi v původním návrhu počítalo. Pro správnou funkci invertoru bylo nutné přivést -5 V na kolektor tranzistoru, na J6 budou přicházet záporné impulzy z GM trubíc a na J5 (vodič připájen zespod) je výstup kladných impulzů pro Arduino. Obrázek 4.12 obsahuje schéma tohoto zapojení.



Obrázek 4.11: Osazená deska triggeru s invertorem.

Tabulka 4: Použité součástky při osazování desky triggeru s invertorem, opět jsou vynechány konektory J1 až J5.

Značka	Typ součástky	Hodnota
R1	o. metalizovaný	560 Ω
R2	o. metalizovaný	51 Ω
R3	o. metalizovaný	22 k Ω
R4	o. metalizovaný	51 Ω
R5	o. metalizovaný	1 k Ω
R6	propojka	0 Ω
C1	k. keramický	100 nF
C2	k. keramický	100 nF
C3	-	-
Q1	tr. bipolární	BC327



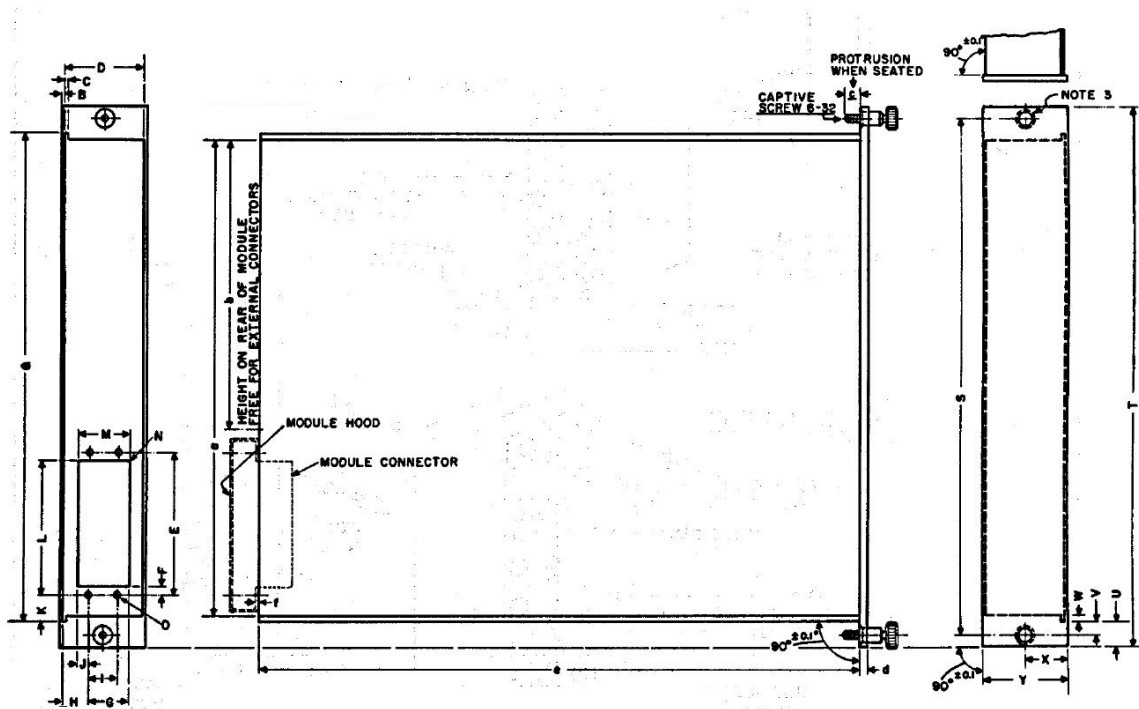
Obrázek 4.12: Schéma zapojení obvodu invertoru.

4.3 Mechanické provedení jednotky

4.3.1 Základní parametry standardních modulů NIM

Pojem NIM vznikl zkrácením slov „*Nuclear Instrument Modules*“ a jedná se o jeden ze standardů pro modulární diagnostické systémy používané zejména v jaderném a fyzikálním výzkumu, který od 60. let prošel významným vývojem a rozšířil se po celém světě. Využívá standardy v rozměrech a elektrických parametrech jednotlivých modulů, které je pak možné vložit do též standardizovaných šasi, neboli rámců. Každý modul se skládá z čelního panelu většinou obsahujícího ovládací prvky daného zařízení, koaxiální konektory a jiné části, které se v závislosti na použití a funkci konkrétního modulu liší. Další částí jsou tenké plechové bočnice, jež bývají často perforované kvůli lepšímu chlazení. Zadní čelo modulu je opatřeno otvorem pro montáž standardizovaného konektoru zajišťujícího napájení a komunikaci se zařízením v modulu.

Přední panel (čelo) modulu samotného bývá nejčastěji opatřen dvěma otvory pro šrouby. Standardizovaná výška modulu je 222 mm, přičemž šířka se může lišit podle potřeb uloženého zařízení a to od minimálního rozměru 34 mm do obvykle dvou až třináásobku (ale i více) této minimální šířky. Rám pak zpravidla pojme až 12 modulů základní šířky nebo méně některých kombinací rozměrů. Hloubka modulu je 246 mm. Pro přehlednost je níže uveden obrázek 4.13 modulu o základní šířce 34 mm s vyznačenými rozměry a dále je tabulka 5 s nejpodstatnějšími standardizovanými rozměry. Detailnější informace o geometrii modulu i tolerancích jednotlivých rozměrů poskytuje např. [4].

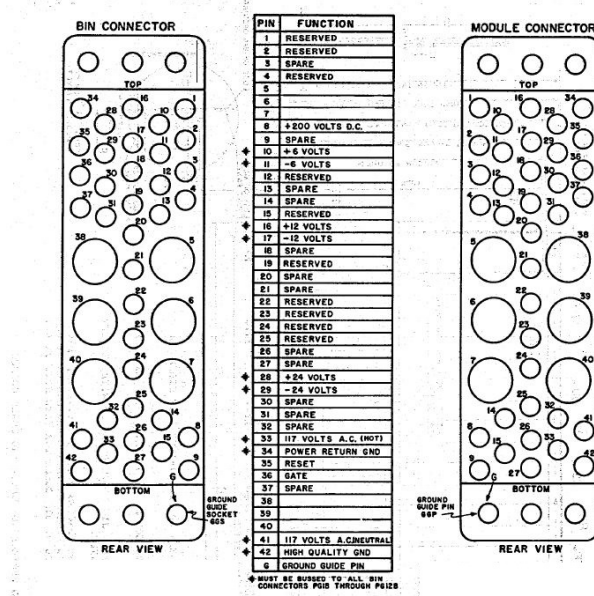


Obrázek 4.13: Rozměry standardizovaného modulu NIM. Zleva je rozkreslen zadní kryt s otvorem pro konektor, uprostřed pohled z boku a napravo přední panel [4].

Tabulka 5: Základní rozměry standardního modulu NIM uvedené k Obr.3 [4]

rozměr	[mm]	rozměr	[mm]
D	33,5	T	221,3
E	57,9	Y	34,3
F	3,3	a	193,6
K	11,7	b	118,0
L	54,7	d	2,2
M	20,1	e	245,7

Jak je z předešlého obrázku patrné, lze na plochu zadního krytu modulu umístit kromě základního konektoru další konektory. S narůstající šířkou modulu lze samozřejmě připojit i více základních konektorů. Základní konektor obsahuje celkem 42 pinů a měl by poskytovat stabilizované napájení stejnosměrné napěťové úrovně 6, 12 a 24 V pro zařízení v modulu. Na obrázku 4.14 níže je zobrazen profil konektoru i s tabulkou charakterizující funkci jednotlivých pinů.



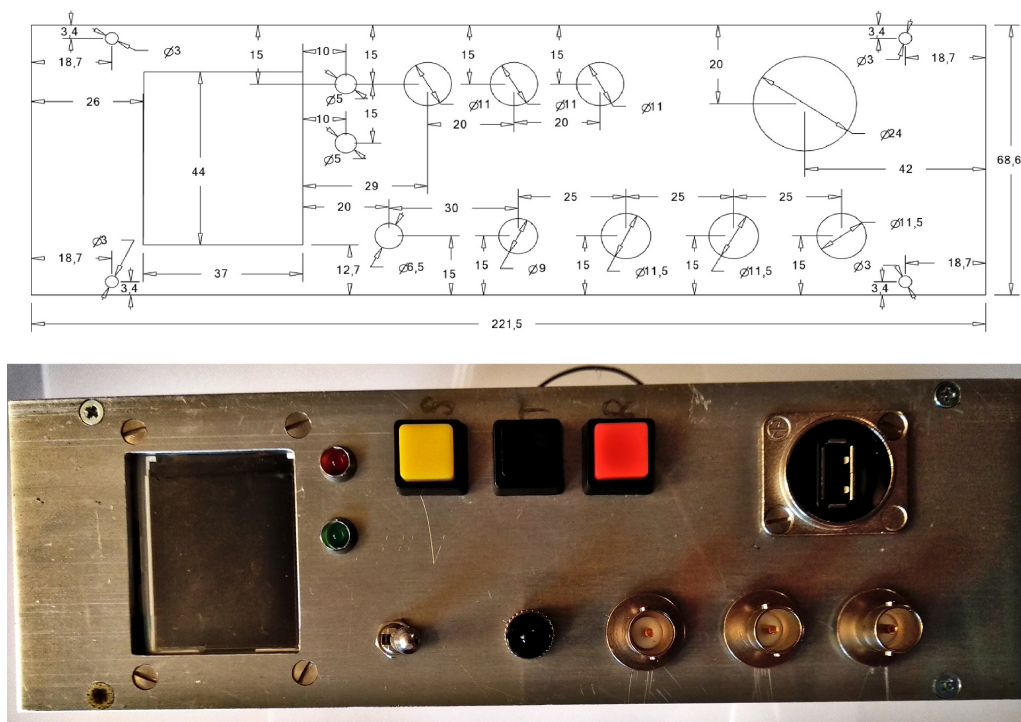
Obrázek 4.14: Zleva pohled na konektor vany, uprostřed tabulka pinů, vpravo pak konektor modulu [4].

Piny s označením *RESERVED* slouží pro připojení zařízení s dalšími odběry a piny *SPARE* jsou náhradní. Pin č. 34 slouží jako společný záporný pól pro všechny stejnosměrné zdroje uvnitř. Pin č. 42 slouží jako nulová potenciální reference a jeho proud je omezen na 1 mA. Veškeré impulzní či proměnné režimy zátěže by neměly překročit hladinu 100 μ A a mezi pinem 42 a lokální zemí by neměla vzniknout žádná kapacitní vazba. Veškeré kapacitní vazby s lokální zemí by měly být izolovány na minimální hodnotu odporu 1000 Ω . V rámci jednoho rámu s vloženými moduly pak mohou být některé piny propojeny i mezi moduly, jako např. zemnicí pin nebo napájecí piny. Do otvorů příslušejícím označeným částím *TOP* a *BOTTOM* patří upevňovací šrouby buď obyčejné nebo s kódovací hlavicí (dutinka, kolík) pro nemožnost připojení jiného konektoru nebo otočení. Podrobnější informace jsou opět uvedeny v [4], kde lze nalézt například i průměry pinů nebo rozměry uložení pinů v konektoru včetně tolerancí.

4.3.2 Návrh a výroba ovládacího panelu

Pro stavbu NIM modulu se nabízelo řešení uložení všech částí čítače do starší nevyužívané kastle modulu NIM o dvojnásobné šířce základního rozměru, jak je uvedeno v předchozí podkapitole, tedy 68,6 mm. Ta se skládá z jedné bočnice, čtyř upevňovacích lišt, zadního krytu s dvěma otvory pro standardní konektory a předního panelu opatřeného některými typy BNC konektorů a otvory pro další konektory a vstupy. Cílem je navrhnout desku předního panelu (čela) a upravit nebo vyměnit bočnici pro možnost upevnění hotových desek zdroje pro GM trubice, triggeru, Arduina a propojovacích prvků.

Na předním panelu je umístěn LCD displej, tři tlačítka pro ovládání čítače, zapínací páčkový spínač, dvě signalizační LED, tři BNC konektory (dva vstupní pro trigger a jeden výstupní pro napájení GM trubice), přijímač optického signálu a USB port. Panel bylo třeba navrhnout s patřičnými otvory pro konektory, tlačítka a displej a nechat vyrobit v dílnách fakulty. Níže na obrázku 4.15 je vytvořený návrh s rozměry umístění otvorů a následně vyrobený panel s již připevněnými ovládacími prvky a výstupy.

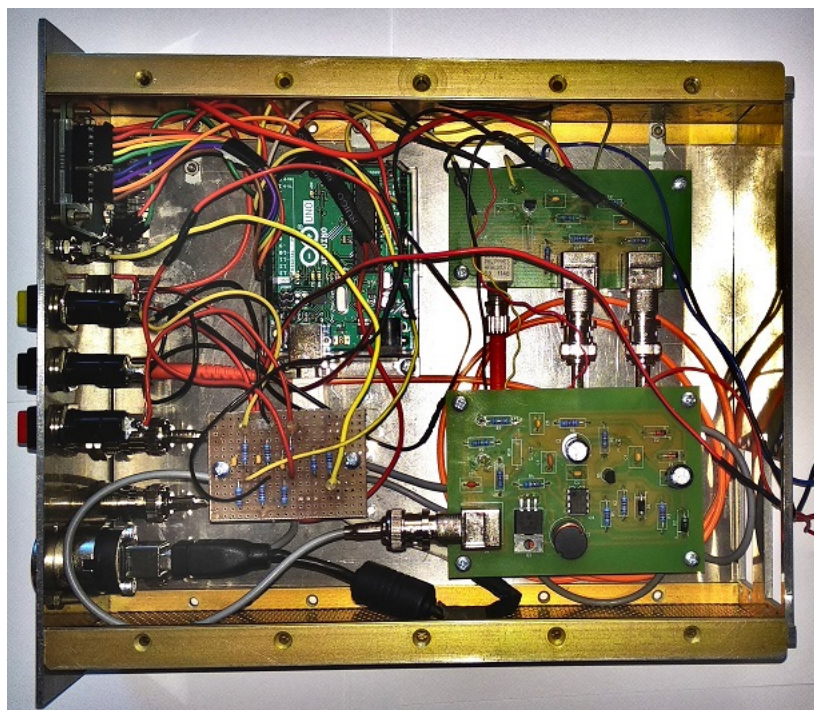


Obrázek 4.15: Nahoře je náčrt panelu s jednotlivými rozměry v mm. Dole je vyrobený osazený panel s tloušťkou plechu 2,5 mm.

V pravé části čelního panelu pod signalizačními LED je postupně umístěno červené STOP tlačítko, černé tlačítko pro nastavování času a žluté tlačítko pro RESET. Na levé straně pod páčkovým spínačem se nachází konektor pro triggerování optickým signálem. Následují tři BNC konektory sloužící postupně k triggerování signálem 5 V, 200 V a nakonec napájení pro GM trubice.

4.3.3 Uložení jednotlivých částí do modulu NIM a propojení

Všechny desky, tedy Arduino UNO R3, deska zdroje, deska triggeru s invertorem i malá destička zajišťující bezproblémový chod tlačítek a LED, jsou umístěny na levé bočnici modulu. Arduino a deska triggeru jsou k bočnici připevněny pomocí distančních sloupků délky 1,5 cm. Deska zdroje je kvůli možnosti napojení kabelů na desku triggeru připevněna vyššími distančními sloupky délky 3,5 cm a nakonec destička s odpory a kondenzátory k tlačítkům a diodám je připevněna distančními sloupky délky 5,0 cm. Obrázek 4.16 zachycuje finální rozmístění a propojení jednotlivých komponent výrobku.



Obrázek 4.16: Fotografie uložení jednotlivých komponent v modulu NIM a jejich propojení.

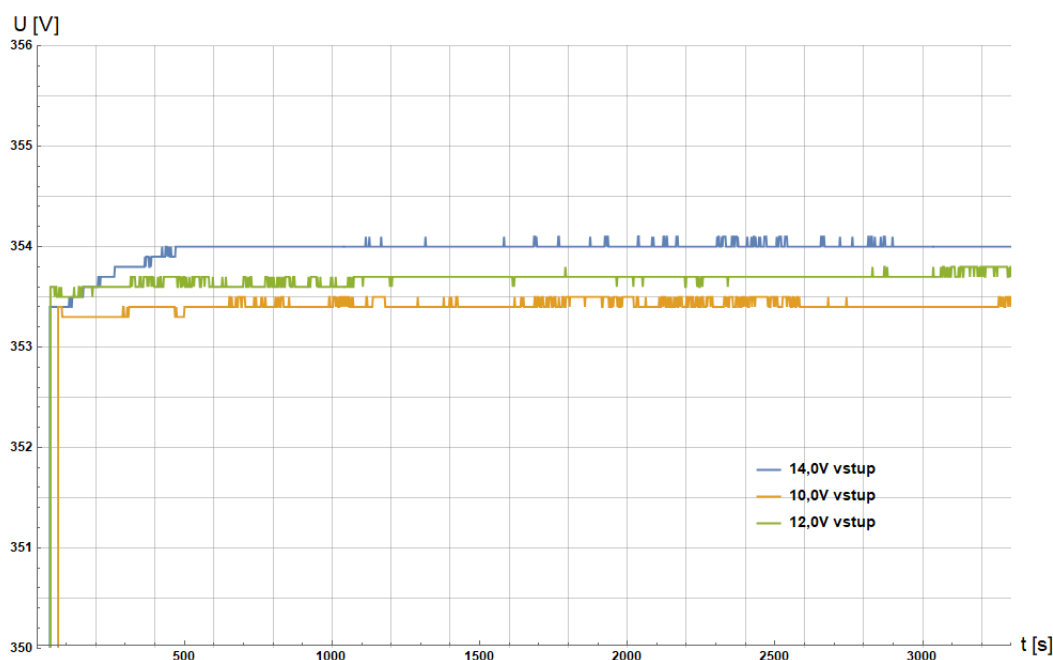
Přes páčkový spínač na čelním panelu je spínáno napájení +5 V pro Arduino, displej, tlačítka a optický přijímač HFBR na desce triggeru. Všechny desky mají společný zemní vodič vyvedený do zadního konektoru. Ten tedy kromě země a +6 V bude také zajišťovat přívod +12 V pro zdroj GM trubic a -6 V pro invertor. Změna +6 V a -6 V místo původních +5 V a -5 V by neměla nijak ovlivnit správnost funkce zařízení.

5 Testování a zkoušení

5.1 Testování zdroje a invertoru

5.1.1 Nezatížený výstup zdroje

Po osazení desky bylo nutné otestovat funkci stabilního výstupního napětí v tomto případě v nezatíženém stavu. Deska byla napájena z laboratorního stabilizovaného zdroje napětí s omezením proudu. Pro posouzení stability bylo napájecí napětí zdroje nastaveno postupně na úrovně 10 V, 12 V a 14 V a po dobu 1 h bylo zaznamenáváno výstupní napětí v rozsahu 353-354 V. Obrázek 5.1 reprezentuje záznam z měření napětí na elektrolytickém kondenzátoru C6 výstupu zdroje.

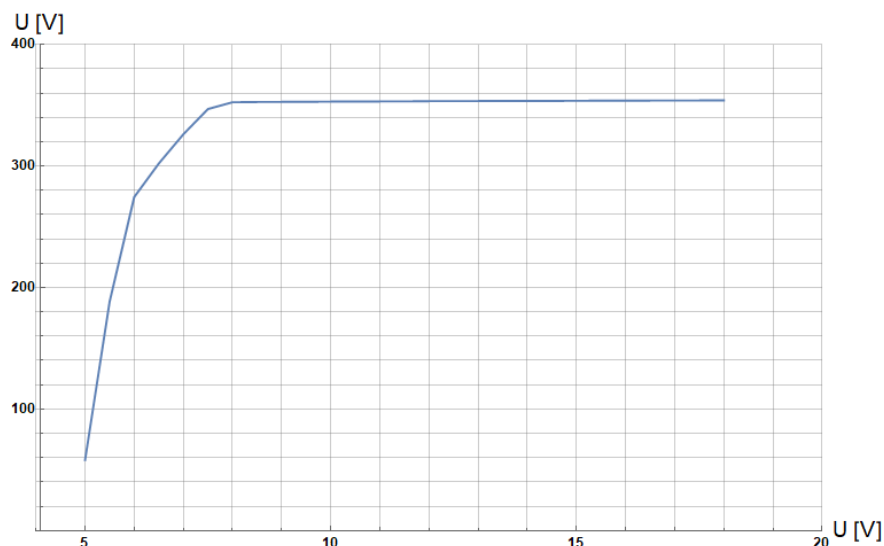


Obrázek 5.1: Měření výstupního napětí zdroje při vstupním napětí 10,0 V.

V grafech je záměrně potlačena nula na svislé ose výstupního napětí, aby šlo lépe pozorovat výkyv hodnot. Z naměřených údajů je patrné, že hned po zapnutí je hodnota napětí výstupu měniče ustálena pro všechny tři úrovně a dochází jen k velmi malým výkyvům, což nemá na správnou funkci GM trubice žádný vliv. Malý rozdíl je patrný také mezi jednotlivými hladinami vstupu.

Dalším měřením bylo zjištění přibližné závislosti výstupního napětí na vstupním napětí. Rozsah vstupního napětí byl zvolen s ohledem na plánovanou stabilní hladinu 12 V, tedy interval kolem této napěťové úrovně 5 až 18 V, viz obrázek 5.2. Vstupní napětí bylo měněno vždy o 0,5 V a jednotlivé body propojovány úsečkami. V grafu je též potlačena nula na svislé ose i vodorovné ose pro lepší znázornění.

Z měření výstupu je patrný nejdříve prudký nárůst při menších hodnotách vstupního napětí, ale dále se strmost zmenšuje a přechází v konstantní funkci. Výsledná křivka připomíná parabolu nebo logaritmickou závislost. Pracovní bod měniče se nachází v oblasti, kde je hladina



Obrázek 5.2: Závislost výstupního napětí zdroje (svislá osa) na vstupním napětí (vodorovná osa).

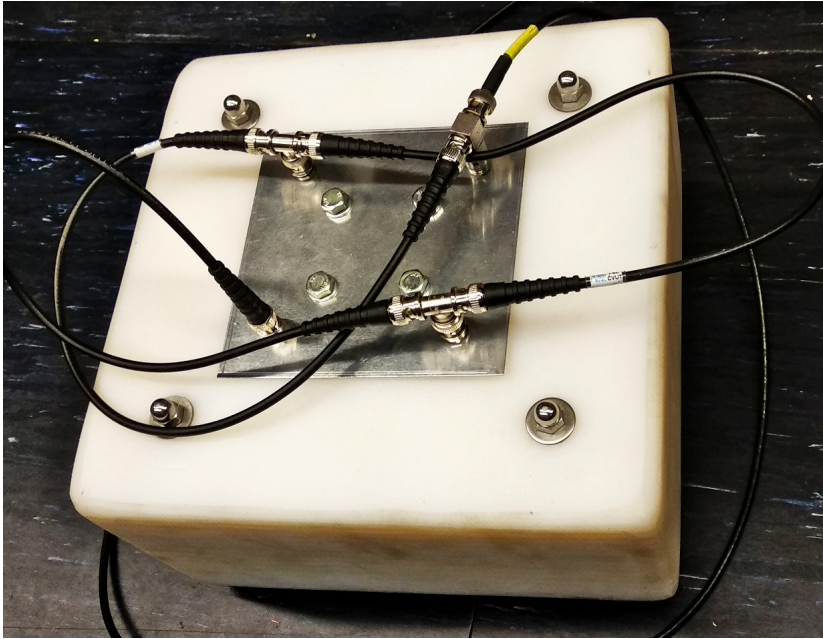
výstupního napětí téměř nezávislá na změnách vstupního napětí.

5.1.2 Testování s připojením GM detektoru

Níže na obrázku 5.3 je znázorněn stříbrný aktivační detektor využívaný na aparatuře PFZ-200, který vyrobil bývalý student elektrotechnické fakulty Bc. Adam Pavlát v rámci své bakalářské práce. Jak už bylo pospáno v předchozích kapitolách, využívá tento detektor aktivaci dvou izotopů stříbra ^{107}Ag a ^{109}Ag na čtyřech Geiger-Müllerových trubiciích v polyethylenovém moderátoru. Na dalším obrázku 5.4 je detail jedné této trubice. Jedná se o starší ale dosud vyráběné Geiger-Müllerovy trubice STS-5 s pracovním napětím od 280 V do 440 V.

Detektor registruje ionizující záření pozadí, čehož bylo možné využít k dílčímu ověření správnosti funkce zdroje GM trubice i čítače bez aplikace na PFZ-200. Výboj na GM trubiciích znamenající detekci částice se projevuje na svorkách trubice jako záporný impulz, který je dále invertován pomocí invertoru na opačnou polaritu a mohl být detekován v Arduino desce. K ověření správné funkce zdroje s připojenými GM trubiciemi a invertoru byl využit osciloskop Tektronix MSO 5 series 1 GHz s jehož pomocí bylo možné zachytit tyto impulzy. Oscilogram na obrázku 5.5 obsahuje charakteristický impulz na GM trubici a jeho následnou inverzi s pomocí invertoru.

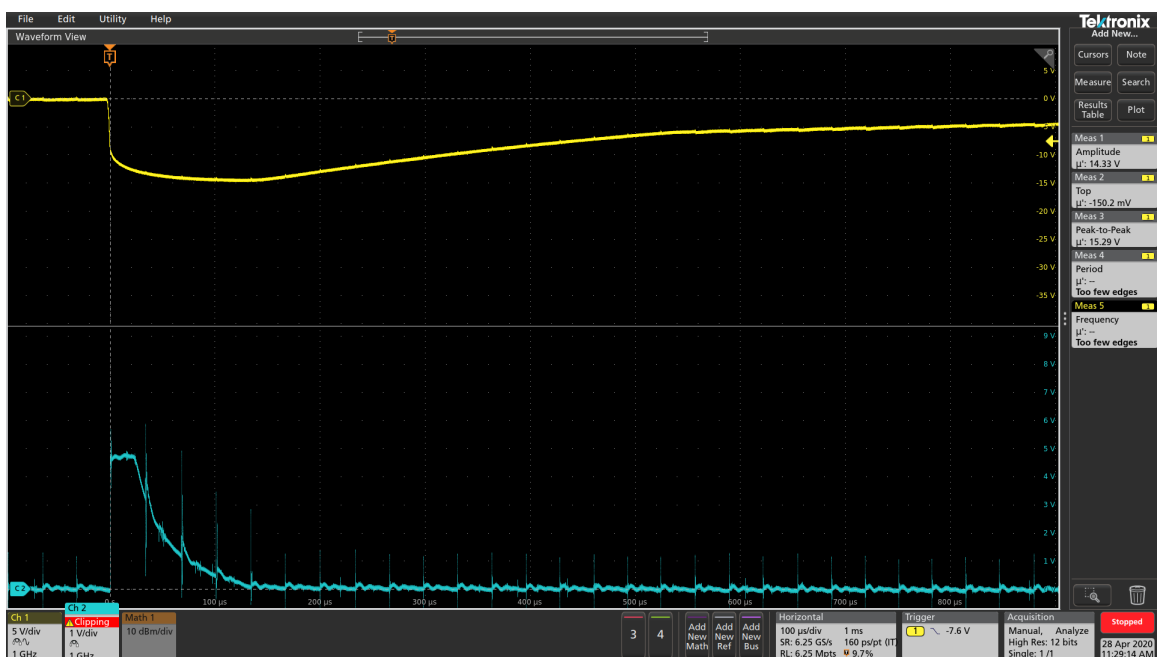
Jak je vidět z obrázku 5.5, je výstupní impulz z invertoru výrazně zarušen překmity. Překmity pocházejí ze zdroje, ale na úrovni 350 V dosahují amplitudy pouze přibližně 1,5 V bez připojených GM trubice. S připojenými trubiciemi amplituda zákmitů poklesla téměř na 0,5 V, jak je vidět na obrázku 5.6. Pro správnost funkce GM trubice nemá toto rušení žádný vliv, ale na výstupu invertoru dosahují v rámci amplitudy hlavního impulzu srovnatelných hodnot. To je způsobeno dosažením saturace tranzistoru v invertoru, kdy je amplituda hlavního impulzu omezena, oproti amplitudám překmitů. Proto musel být na zdroji osazen R10 s hodnotou 1 k Ω a výstup na invertoru též doplněn o RC obvod a vazební kapacitu. Poté se amplituda zákmitů na výstupu invertoru výrazně snížila, jak je patrné na obrázku 5.7.



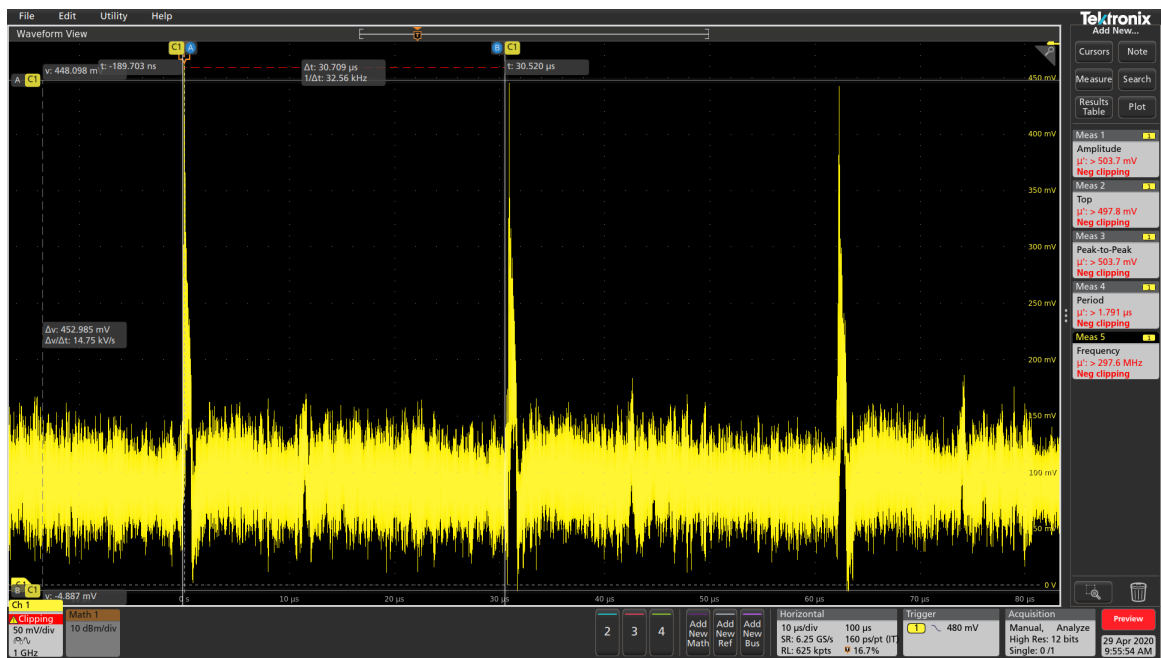
Obrázek 5.3: Stříbrný aktivační detektor používaný k detekci fúzních neutronů na aparatuře PFZ-200.



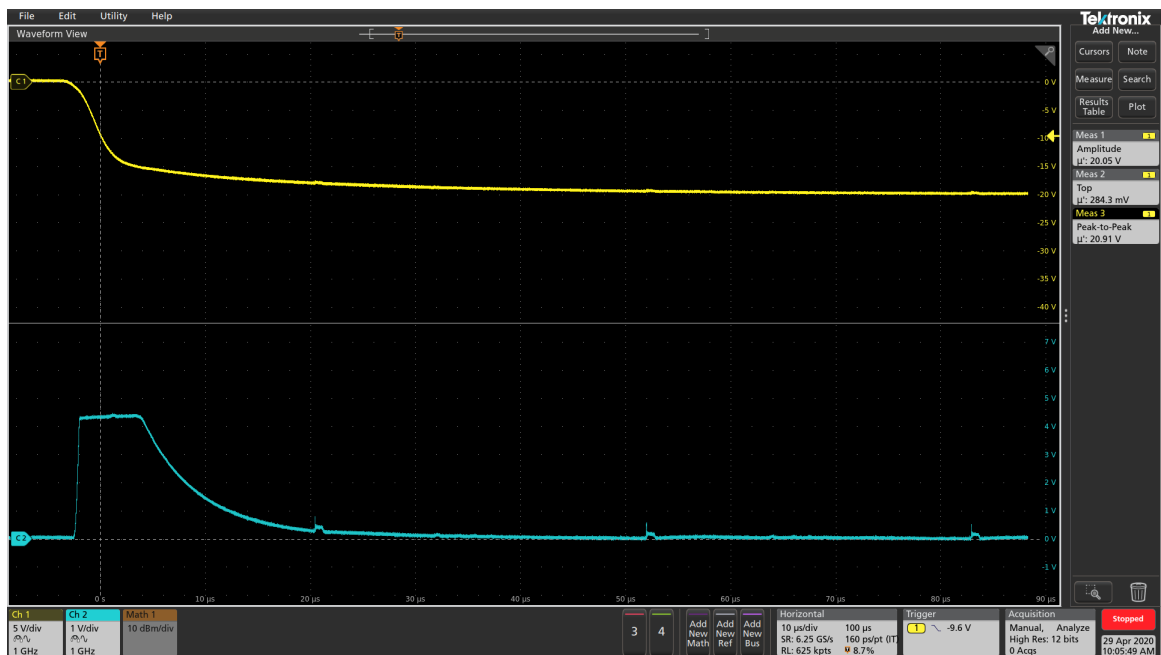
Obrázek 5.4: Typ Geiger-Müllerovy trubice použité v aktivačním detektoru.



Obrázek 5.5: Oscilogram záporného impulsu na GM trubici (žlutá) a invertovaný impuls (modrá)



Obrázek 5.6: Detail překmitů napětí zdroje se zapojenými GM trubicemi.

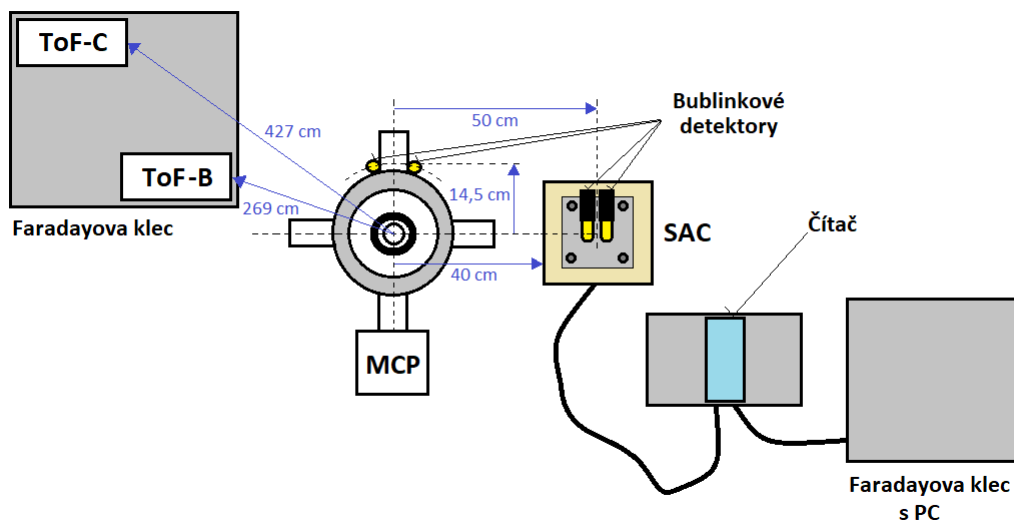


Obrázek 5.7: Impulz na GM trubici (žlutá) a invertovaný impulz (modrá) po filtraci zákmitů.

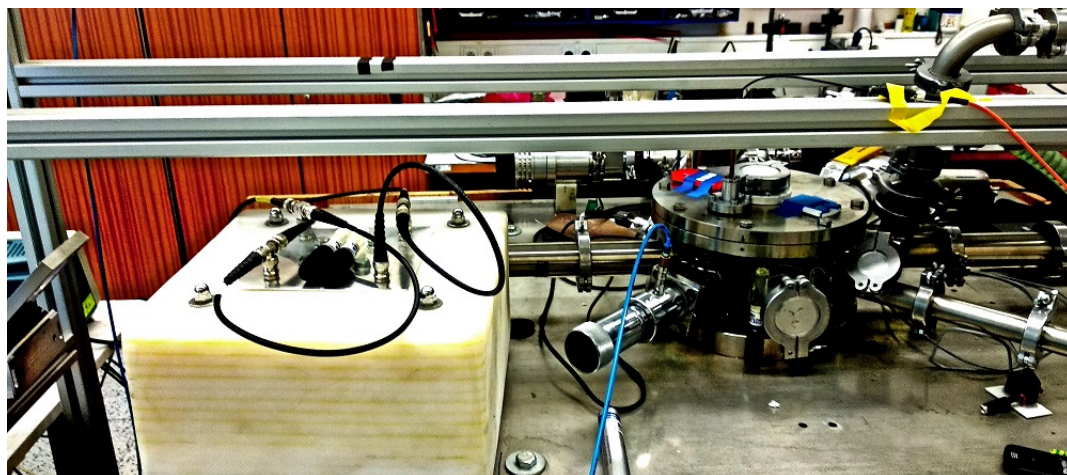
5.2 Testování v rámci experimentu na PFZ-200

5.2.1 Koncept experimentu a naměřená data

Testování spočívalo v ověření správnosti čítání impulzů a porovnání vypočteného neutronového toku s kompaktními bublinkovými detektory. Aktivační detektor společně se čtyřmi bublinkovými detektory byl umístěn u aparatury tak, jak je uvedeno na obrázku 5.8. Obrázek 5.9 dokumentuje detailnější rozmístění bublinkových detektorů a aktivačního detektoru.



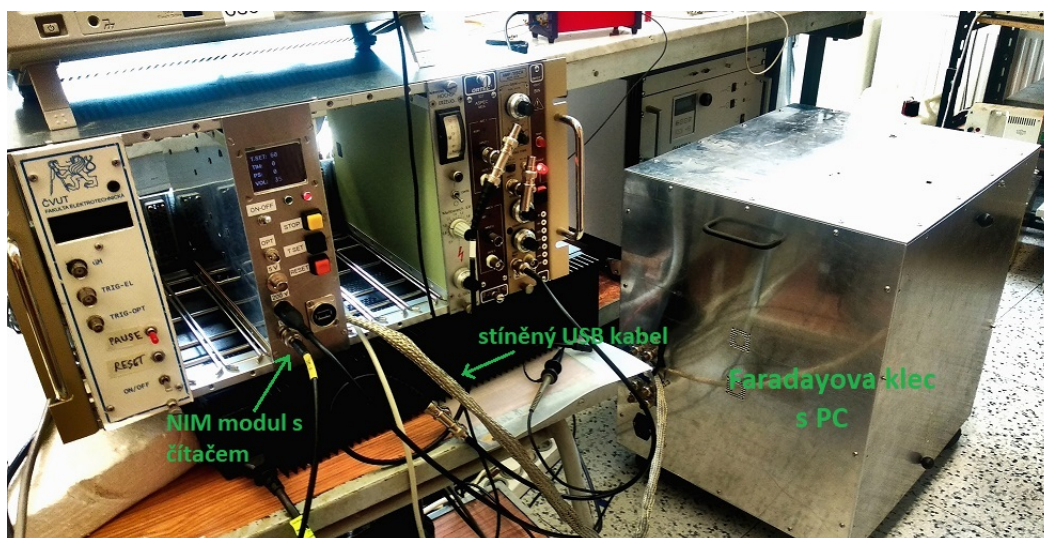
Obrázek 5.8: Schématické rozmístění jednotlivých komponent kolem aparatury.



Obrázek 5.9: Fotografie aparatury s umístěním aktivačního detektoru a bublinkových detektorů.

Jedna dvojice bublinkových detektorů tedy byla umístěna ve vzdálenosti 14,5 cm a druhá dvojice ve vzdálenosti 50 cm od osy elektrodového systému aparatury. Při měření byly též využity dva scintilační detektory ve Faradayově kleci, s jejichž pomocí bylo možné zaznamenat oscilogram neutronových signálů.

Během výstřelů se ukázalo, že při odesílání dat z Arduina do PC dochází vlivem samotného výstřelu, jež je doprovázen velmi silným elektromagnetickým impulzem, ke značnému rušení a komunikace s PC byla přerušena. Z tohoto důvodu bylo nutné navléct na USB kabel stínící opletení a PC vložit do Faradayovy klece jak je na obrázku 5.10.



Obrázek 5.10: Fotografie dokumentující odesílání dat z čítače po sériové lince do PC. Vlevo se nachází čítač sestavený z NIM modulu s čítačem, stíněný USB kabel a Faradayova klec s PC.

Celkově bylo provedeno 23 úspěšných výstřelů, ze kterých 5 bylo zaznamenáno s časovým vývojem a jeden byl vybrán pro získání rozpadových křivek. Pro časový záznam bylo využito odesílání počtu impulzů společně s uplynulým časem od spuštění čítání s krokem 0,5 s. Počet impulzů odečítaný za jeden výstřel byl vždy po 60 s od výstřelu. Níže se nachází tabulka 6 shrnující naměřená data.

Detektory BD1 a BD2 umístěné ve vzdálenosti 14,5 cm od osy zdroje obsahovaly téměř vždy určitý počet bublinek, zatímco detektory BD3 a BD4 umístěné ve vzdálenosti 50 cm od osy zdroje neobsahovaly až na výjimky (výstřely 17, 18 a 21) žádné bublinky. Proto byly využity k dopočítání neutronového zisku v kapitole 5.2.3 pouze detektory BD1 a BD2. Obrázek 5.11 níže reprezentuje vzniklé bublinky v jednom z použitých detektorů.

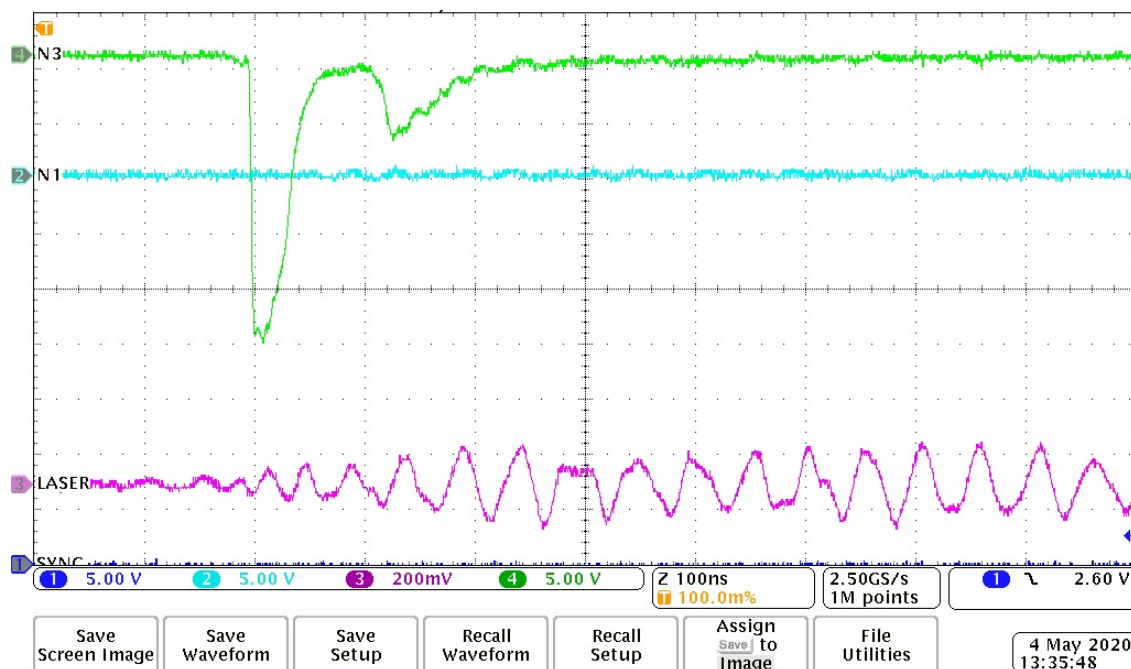
Tabulka 6: Naměřená data z experimentů na PFZ-200 uskutečněných 4.5.2020. Ve sloupci SAC se nachází počet zaznamenaných impulzů v rámci 60 s od výstřelu, sloupce BD1 až BD4 reprezentují počet bublinek za výstřel v jednotlivých bublinkových detektorech. Dvojice BD1, BD2 byla umístěna ve vzdálenosti 14,5 cm a dvojice BD3, BD4 ve vzdálenosti 50 cm od osy výbojové komory, jak bylo zmíněno výše.

Výstřel	Tlak [Pa]	SAC	BD1	BD2	BD3	BD4
1	281	78	0	1	0	0
2	295	115	1	2	0	0
3	282	307	5	8	0	0
4	291	210	3	3	0	0
5	280	213	4	4	0	0
6	280	344	10	7	0	0
7	281	143	3	4	0	0
8	284	352	10	8	0	0
9	283	125	1	0	0	0
10	288	159	3	0	0	0
11	280	311	5	5	0	0
12	280	108	2	3	0	0
13	303	608	9	13	0	0
14	281	185	4	3	0	0
15	286	306	7	6	0	0
16	280	94	1	0	0	0
17	280	723	20	13	1	0
18	280	503	12	17	2	1
19	280	306	7	6	0	0
20	285	115	0	0	0	0
21	280	519	9	10	1	0
22	280	1055	19	27	0	0
23	280	83	0	0	0	0



Obrázek 5.11: Detail bublinkového detektoru s několika viditelnými bublinkami.

Součástí neutronové diagnostiky byly také scintilační detektory, jak bylo poznamenáno výše. Neutronové a rentgenové signály všech výstřelů byly zaznamenány prostřednictvím osciloskopu. Na obrázku 5.12 je příklad záznamu z výstřelu č. 17.



Obrázek 5.12: Záznam neutronového signálu (světle zelená křivka) ze scintilačního detektoru ToF-B výstřelu č. 17.

5.2.2 Rozpadové křivky izotopů stříbra

Jak bylo výše zmíněno, bylo s časovým vývojem zaznamenáno 5 výstřelů. Z toho byl výstřel č. 22 s celkovým počtem 1055 impulzů vybrán jako nejlepší pro vyobrazení rozpadových křivek. Ty byly sestaveny pro kumulativní součet impulzů i pro přírůstky impulzů v čase. K exponenciálnímu proložení změřených bodů byly využity známé rozpadové konstanty obou izotopů stříbra $\lambda_1(^{109}\text{Ag}) = 0,004851 \text{ s}^{-1}$ a $\lambda_2(^{107}\text{Ag}) = 0,02818 \text{ s}^{-1}$ a četnost impulzů způsobených přirozeným radiačním pozadím.

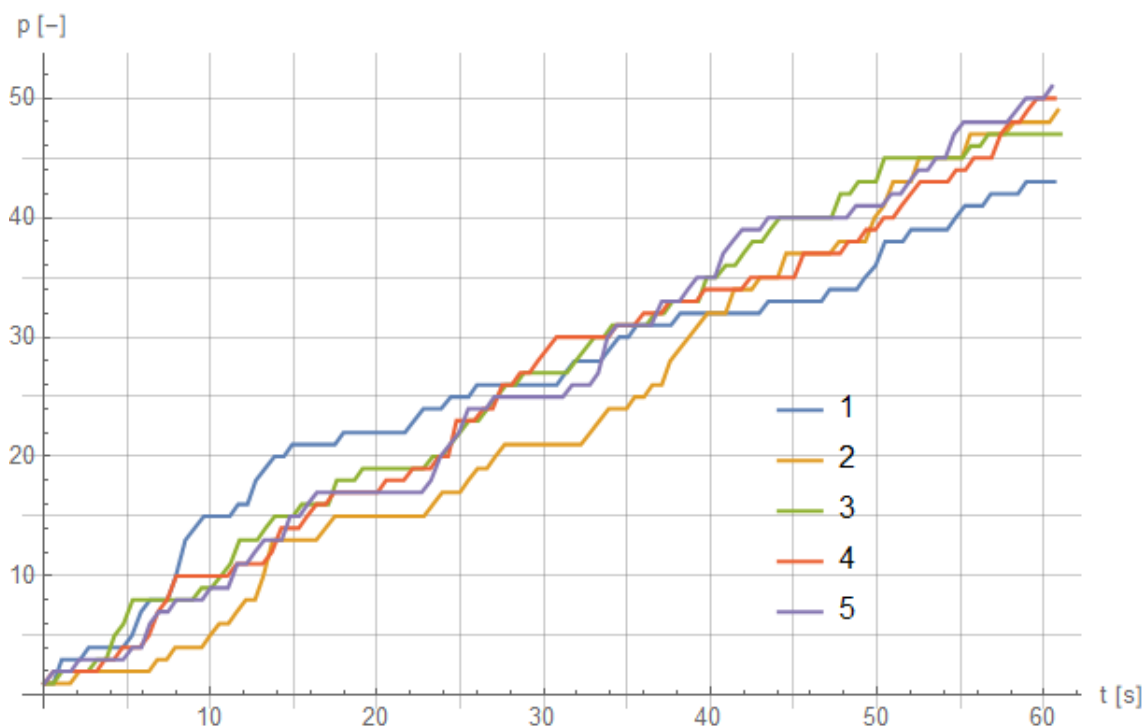
Pozadí bylo změřeno pětkrát pro získání průměrné hodnoty celkového počtu impulzů v rámci 60 s měření. Měření s časovým vývojem počtu impulzů také ověřilo správnost čítání pozadí, kdy byl předpokládán lineární nárůst počtu impulzů s časem. Na obrázku 5.13 se nachází graf načítaných impulzů pozadí pěti měření v rámci 60 s.

Naměřené body byly proloženy přímkami procházejícími počátkem. Z těchto pěti získaných přímek byla zjištěna průměrná směrnice přímky a bylo možné dopočítat průměrný počet impulzů pozadí v rámci jedné sekundy

$$\cong 0,85 \text{ p/s}$$

a jedné minuty, tedy 60 s

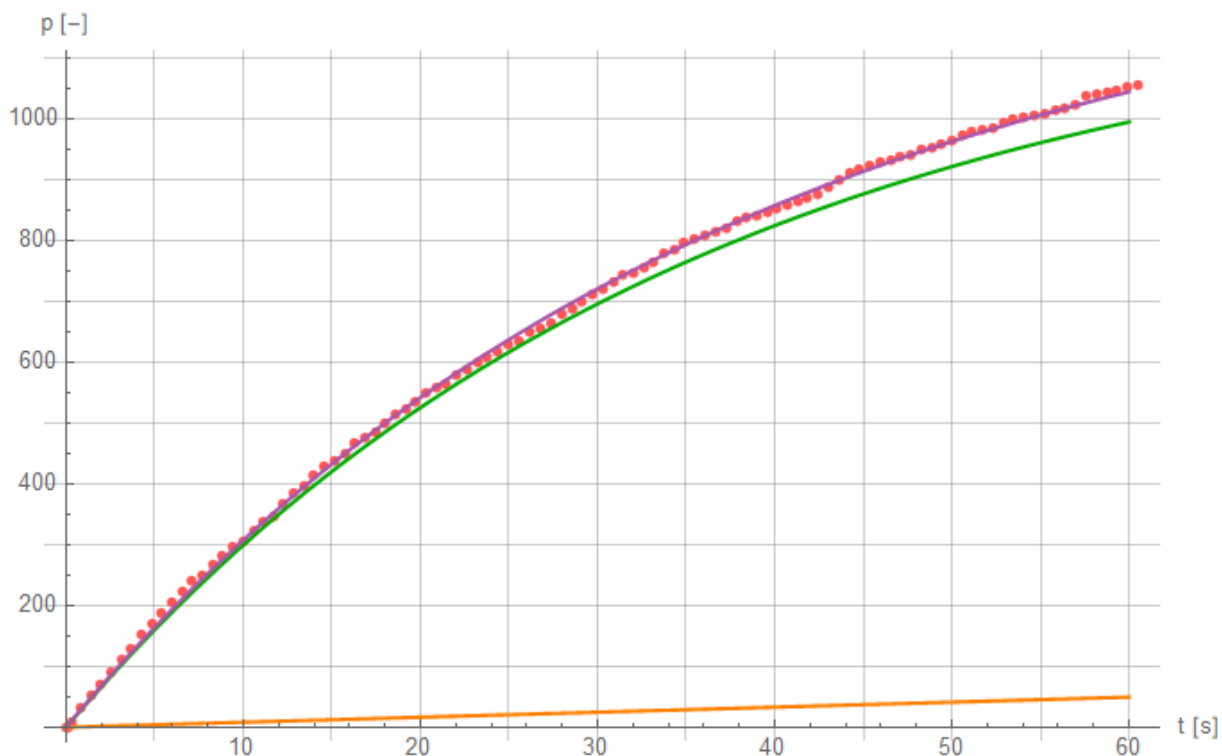
$$\cong 47,8 \text{ p/min.}$$



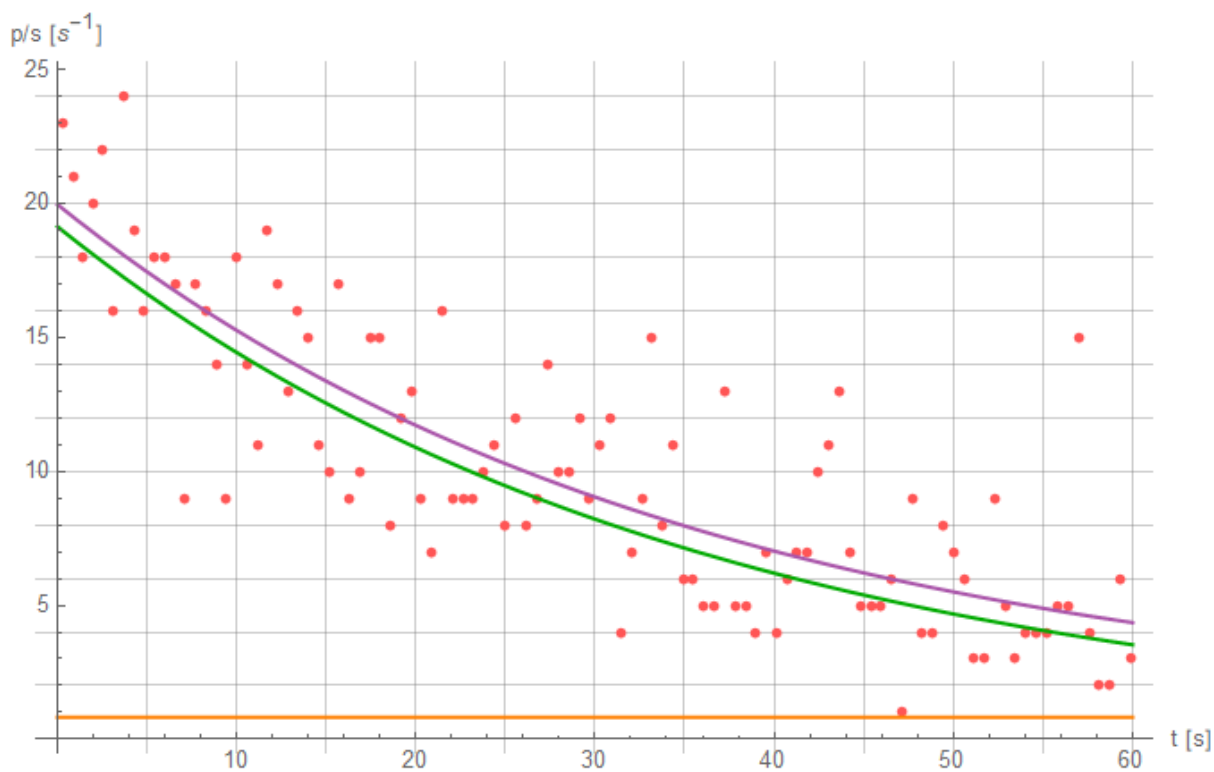
Obrázek 5.13: Záznam naměřených impulzů pozadí. Jednotlivé body jsou spojeny úsečkami.

Z těchto dopočtených údajů bylo možné hledat rozpadové křivky. Ty by měly mít pro kumulativní součet impulzů tvar $C_1 (1 - e^{-\lambda_1 t}) + C_2 (1 - e^{-\lambda_2 t}) + Rt$ a pro přírůstkový (derivační) tvar $C_1 \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 \lambda_2 e^{-\lambda_2 t} + R$, kde člen Rt , resp. R reprezentuje radiační pozadí a C_1 , C_2 jsou konstanty. Ukázalo se ale, že rozpadová křivka izotopu ^{109}Ag s poločasem rozpadu 142,9 s se v takto krátkém časovém intervalu s touto intenzitou impulzů neprojeví a nebyla nalezena. Obrázky 5.14 a 5.15 na následující stránce obsahují naměřené počty impulzů společně s nalezenými rozpadovými křivkami pomocí výpočetního programu Wolfram Mathematica 11.3.

Na obrázku 5.14 je exponenciální závislost již velmi dobře patrná z vnesených bodů počtů zaznamenaných impulzů, zatímco u grafu obrázku 5.15 se jednotlivé přírůstky počtu impulzů výrazně liší v rámci sousedních hodnot. Přesto je viditelný nelineární pokles naznačující exponenciální průběh. Lepší výsledky by mohl poskytnout výstřel s větším neutronovým tokem a delší doba čítání impulzů.



Obrázek 5.14: Kumulativní počet impulzů (červené body) s exponenciálním prokladem izotopu ^{107}Ag (zelená křivka), pozadí (oranžová čára) a součtem (fialová křivka). Na svislé ose je vyneseno počet impulzů.



Obrázek 5.15: Četnost impulzů v čase (červené body), rozpadová křivka izotopu ^{107}Ag (zelená křivka), pozadí (oranžová čára) a součet (fialová křivka). Na svislé ose je vyneseno počet impulzů za sekundu.

5.2.3 Výpočet neutronových zisků a porovnání s bublinkovými detektory

Pro výpočet neutronového zisku (počet neutronů za sekundu) ze záznamů počtů bublinek (tabulka 6) z těchto kompaktních bublinkových detektorů bylo nutné využít stránku s kalkulátorem pro konkrétní typ použitého detektoru http://www.gammaspectacular.com/fusion_calculator.html. Jak už bylo popsáno v kapitole 5.2.1, pro výpočet byly využity pouze detektory BD1, BD2 a za počet bublinek byl do kalkulátoru dosazován průměr z těchto detektorů v rámci jednoho výstřelu. Dále byla do kalkulátoru zadána vzdálenost 14,5 cm, kalibrační konstanta 22 bublinek/mrem a expoziční čas 1 s. Tyto parametry byly pro všechny výstřely neměnné.

K určení neutronového zisku ze zaznamenaných počtů impulzů v rámci jednoho výstřelu za 60 s bylo využito modifikace rovnice 2.23, kdy k celkové aktivitě přispívaly oba izotopy stříbra a nebylo dosaženo saturace. Vhodným přepsáním rovnic 2.23 a 2.19, je možné vyjádřit celkový neutronový tok s kalibračními koeficienty $K_1 = \epsilon_1 \Sigma_1$, $K_2 = \epsilon_2 \Sigma_2$, kde ϵ_1 , ϵ_2 jsou celkové účinnosti detekce daných izotopů a Σ_1 , Σ_2 jsou účinné aktivační průřezy na jednotku objemu reakcí



Tohoto vyjádření využil Bc. David Hladík ve své bakalářské práci [29], který se mj. zabýval právě kalibrací použitého aktivačního čítače. Vyjádření neutronového toku vypadá pak následovně

$$\phi = \frac{C - B}{K_1(1 - e^{-\lambda_1 \Delta t}) + K_2(1 - e^{-\lambda_2 \Delta t})}, \quad (5.3)$$

kde C je celkový počet impulzů zaznamenaný za čas čítání Δt a B je celkový počet impulzů od pozadí za tento časový interval (v našem případě 60 s). D. Hladík dokázal určit tyto kalibrační koeficienty SAC pro vzdálenosti 40 cm, 50 cm a 60 cm detektoru od neutronového zdroje. Koeficienty pro vzdálenost 40 cm (odpovídá 50 cm vzdálenosti osy výboje a středu detektoru) byly vypočteny [29]

$$K_1 = (0,023 \pm 0,001) \text{ cm}^{-2}, \quad (5.4)$$

$$K_2 = (0,309 \pm 0,008) \text{ cm}^{-2}. \quad (5.5)$$

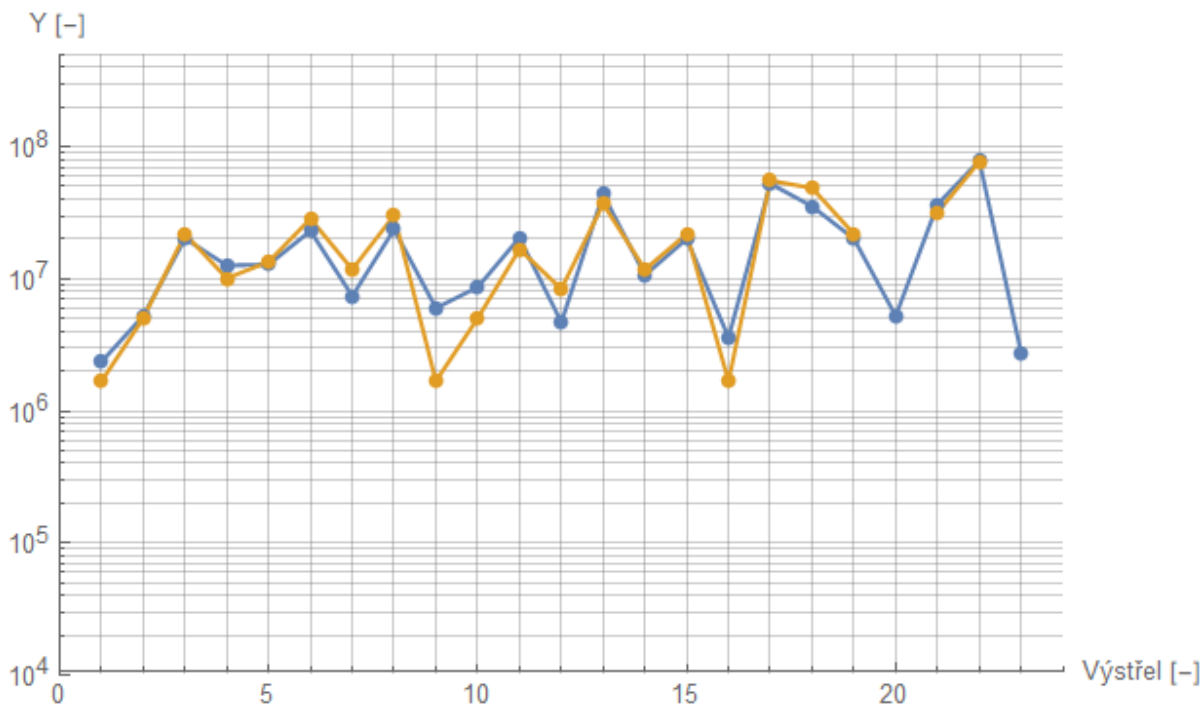
Celkový neutronový zisk Y ze znalosti načítaných impulzů bylo pak možné vyjádřit

$$Y = 4\pi r^2 \frac{C - B}{K_1(1 - e^{-\lambda_1 \Delta t}) + K_2(1 - e^{-\lambda_2 \Delta t})}. \quad (5.6)$$

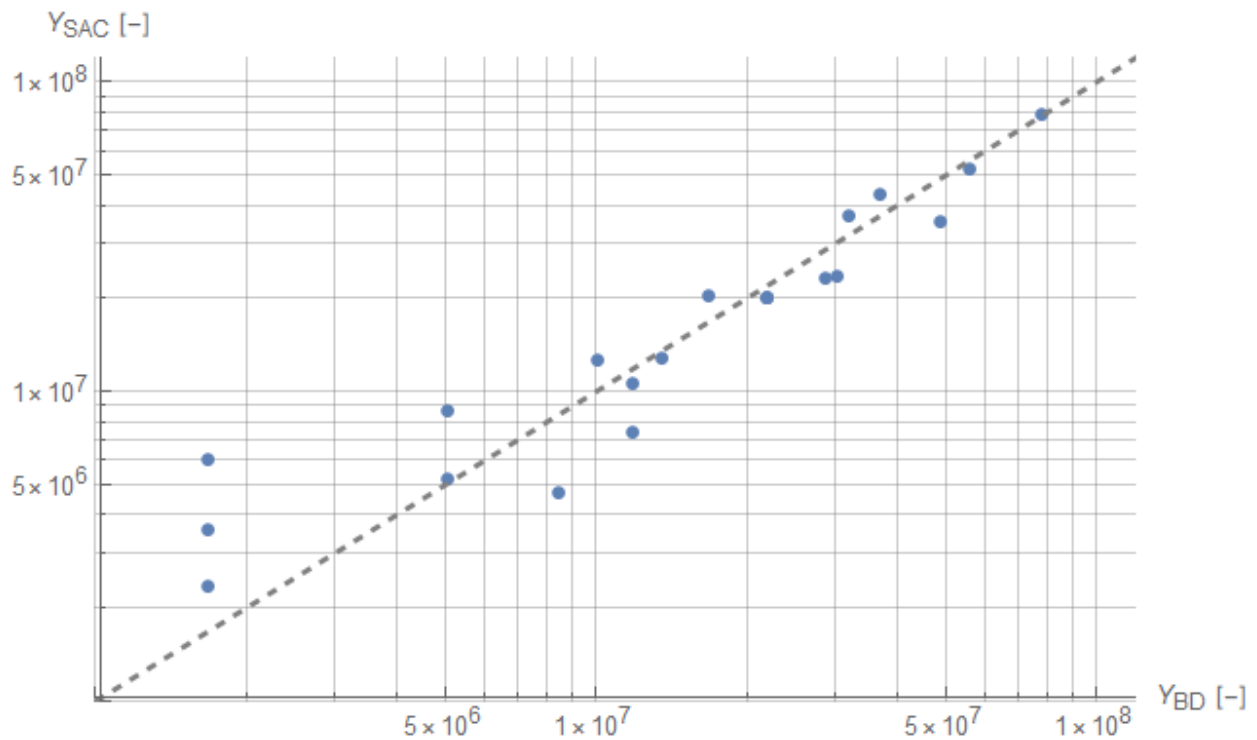
Následující tabulka 7 shrnuje vypočtené neutronové zisky z dat bublinkových detektorů a čítače. Vzhledem k velké statistické nejistotě (s předpokladem Poissonova rozdělení) a nejistotě měření (15%) je u zisku z bublinkových detektorů dopočtena také celková nejistota výsledku. U hodnot zisků vypočtených z údajů čítače je celková nejistota výsledku vypočtena pouze na základě nejistot koeficientů K_1 , K_2 , jelikož ostatní nejistoty (vzdálenost, počet impulzů, časový interval, rozpadové konstanty) byly oproti těmto zanedbatelné. Na obrázku 5.16 je graf reprezentující výsledky zisků jednotlivých výstřelů a na obrázku 5.17 je porovnání vypočtených hodnot zisků pomocí údajů čítače a bublinkových detektorů.

Tabulka 7: Druhý sloupec obsahuje vypočítané hodnoty neutronového zisku včetně nejistot z údajů bublinkových detektorů, třetí neutronový zisk včetně nejistot z údajů SAC.

Výstřel	$(Y_{BD} \pm u_{Y_{BD}}) \times 10^6 [-]$	$(Y_{SAC} \pm u_{Y_{SAC}}) \times 10^6 [-]$
1	$1,68 \pm 0,252$	$2,36 \pm 0,002$
2	$5,04 \pm 0,756$	$5,24 \pm 0,005$
3	$21,90 \pm 3,29$	$20,2 \pm 0,019$
4	$10,1 \pm 1,52$	$1,26 \pm 0,012$
5	$13,5 \pm 2,03$	$12,9 \pm 0,013$
6	$28,6 \pm 4,29$	$23,1 \pm 0,023$
7	$11,8 \pm 1,77$	$7,42 \pm 0,007$
8	$30,3 \pm 4,55$	$23,7 \pm 0,023$
9	$1,68 \pm 0,252$	$6,02 \pm 0,006$
10	$5,04 \pm 0,756$	$8,67 \pm 0,008$
11	$16,8 \pm 0,252$	$20,5 \pm 0,020$
12	$8,41 \pm 1,26$	$4,69 \pm 0,005$
13	$37,0 \pm 5,55$	$43,7 \pm 0,043$
14	$11,8 \pm 1,77$	$10,7 \pm 0,010$
15	$21,9 \pm 3,29$	$20,1 \pm 0,020$
16	$1,68 \pm 0,252$	$3,6 \pm 0,004$
17	$55,5 \pm 8,33$	$52,7 \pm 0,051$
18	$48,8 \pm 7,32$	$35,5 \pm 0,035$
19	$21,9 \pm 3,29$	$20,1 \pm 0,020$
20	$0,0 \pm 0,00$	$5,24 \pm 0,005$
21	$31,9 \pm 4,79$	$36,7 \pm 0,036$
22	$77,3 \pm 11,6$	$78,5 \pm 0,077$
23	$0,0 \pm 0,00$	$2,75 \pm 0,003$



Obrázek 5.16: Modré body reprezentují hodnoty zisků vypočtené z údajů SAC, oranžové z údajů bublinkových detektorů. Nulové hodnoty z bublinkových detektorů výstřelů 20 a 23 nejsou zobrazeny.



Obrázek 5.17: Porovnání neutronových zisků získaných z bublinkových detektorů (vodorovná osa) az údajů SAC (svislá osa). Body zisků výstřelů 20 a 23 nejsou zobrazeny.

Z grafů 5.16 a 5.17 je patrná velmi dobrá shoda v řádu obou zisků i přes velkou nejistotu v případě bublinkových detektorů a malé množství naměřených a vypočtených hodnot. V grafu na obrázku 5.17 je navíc znázorněna osa prvního kvadrantu a je vidět, že se body od této čáry většinou příliš nevzdalují. Je dobře viditelné, že vypočtené zisky pomocí údajů SAC se příliš neliší od hodnot zisků vypočtených z údajů bublinkových detektorů. Pro přesnější porovnání by bylo vhodné provést více měření a např. umístit i více bublinkových detektorů kolem aparatury.

5.2.4 Výhledy do budoucna

Dalšími kroky v testování čítače společně se zdrojem by mohl být důkladnější a obsáhlejší experiment na aparatuře PFZ-200 a porovnání s detailnějším měřením nejen bublinkových detektorů. Také se nabízí možnost vyzkoušet čítač při experimentech na aparatuře PF-1000 ve Varšavě a na PALS Fyzikálního ústavu AV ČR v Praze. Na základě těchto měření by bylo možné dosáhnout lepšího porovnání v rámci ostatních detektorů či záznamových zařízení a např. určit odchylky čítání impulzů, účinnost a čítač kalibrovat. Zajímavým aspektem by bylo také zjištění mezní frekvence čítání, kdy čítač správně zaznamená všechny impulzy v daném časovém intervalu.

V rámci konstrukce modulu bude čelní panel doplněn také o páčkový spínač s aretací pro spínání zdroje 12 V pro měnič napájející GM trubice. Dále budou rozšířeny možnosti obsluhy a datové komunikace s PC. Zde existuje několik návrhů, jako např. využít slot na SD paměťovou kartu na LCD displeji a následné odeslání po sériové lince, nebo přímo odeslání počtu impulzů se zaznamenaným časem prostřednictvím bluetooth komunikace. Další možnosti doplnění či opravy jak softwarového vybavení, tak hardwarového budou předmětem dlouhodobějšího zkoušení testování.

6 Závěr

Primárním cílem této práce bylo navrhnout a vyrobit čítač se zdrojem pro Geiger-Müllerovy trubice. To se na základě výsledků zkoušení a testování v poslední kapitole podařilo. V první kapitole byl stručně popsán přehled fyzikálních jevů charakteristických pro z-pinčové výboje, druhá kapitola byla věnována obecným principům detekce neutronového záření a aktivačním detektorům. Ve třetí kapitole byl navržen funkční princip čítače a jeho další komponenty. Čtvrtá kapitola pak shrnuje testování a ověřování správné funkce.

Ze studijních důvodů byl větší podíl teoretické části práce věnován fyzikálnímu popisu z-pinče a vzniku fúzních neutronů, k jejichž detekci zařízení primárně slouží. Z celkového pohledu testování a zkoušení v předchozí kapitole čítač správně plní svou funkci, ale je potřeba ho podrobit dalším experimentům v rámci aparatury PFZ-200 nebo i jiných neutronových zdrojů.

Z naměřených časových záznamů počtů impulzů a vyobrazených rozpadových křivek se jeví čítání impulzů v dobré shodě s očekáváním. Výsledky vypočtených neutronových zisků ze SAC v porovnání se zisky z bublinkových detektorů se ve většině výstřelů příliš neliší. Nutné je však poznamenat, že je hodnota zisku z bublinkového detektoru ztížena poměrně velkou statistickou nejistotou. Dalším důkazem správného čítání impulzů je také opakovaně měřené pozadí. Závěrem lze konstatovat, že navržený a vyrobený čítač se zdrojem pro GM trubice splnil kladené požadavky, ale je potřeba ho podrobit dalšímu zkoušení a testování.

Reference

- [1] Z.Voda: *Průvodce světem Arduina*. [online]. HW kitchen, 2014 [cit. 2020-02-19]. Dostupné z: <https://www.robotikabrno.cz/docs/arduino/Pr>
- [2] ARDUINO: *Arduino UNO REV3*. Arduino [online]. Italy: Arduino community, 2005 [cit. 2020-02-19]. Dostupné z: <https://store.arduino.cc/arduino-uno-rev3>
- [3] Atmel Corporation: *Atmega328P DATASHEET*. Atmega328P [online]. Rev.: 7810D-AVR-01/15. San Jose, CA 95110 USA: Atmel Corporation, 2015 [cit. 2020-02-19]. Dostupné z: <http://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/Atmel-7810-Automotive-Microcontrollers-ATmega328P-Datasheet.pdf>
- [4] *Standard NIM Instrumentation Systems. U.S.: U.S. Department of Energy, 1990. ISBN DOE/ER-0457T DE90 010387.*
- [5] MYLMS.CZ: *Zapojení časovače 555*. MYLMS.CZ [online]. 1999 [cit. 2020-03-01]. Dostupné z: <https://www.mylms.cz/zapojeni-casovace-555/>
- [6] M. Haines: *A review of the dense Z-pinch*. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2009, 2011(53), 1-169. DOI: 10.1088/0741-3335/53/9/093001.
- [7] M. A. Liberman, S. De Groot, A. Toor, R. B. Spielman: *Physics of High-Density Z-Pinch Plasmas. 1*. New York: Springer-Verlag, 1999. ISBN 0-387-98568-9.
- [8] M. Scholz: *PLASMA-FOCUS and controlled nuclear fusion. 1*. Kraków: Institute of Nuclear Physics PAN, 2014. ISBN 978-83-63542-56-6.
- [9] P. Kubeš: *Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika*. Praha FEL ČVUT, 2004.
- [10] P. Kulhánek: *Teoretické modely z-pinče*. Praha, 1995. Habilitační práce. Fakulta elektrotechnická ČVUT v Praze.
- [11] P. Kulhánek: *Úvod do teorie plazmatu. 1*. Praha: AGA, 2018. ISBN 978-80904582-2-2.
- [12] D. Ryutov, M. S. Derzon, M. K. Matzen: *The physics of fast Z pinches*. *Reviews of Modern Physics*. 2000, 72(1), 1-57.
- [13] N. A. Vlasov: *Neutrony. 1*. Moskva: Nakladatelství technicko-teoretické literatury, 1955.
- [14] M Kikuchi, K. Lackner, M. Q. Tran: *Fusion Physics. 1*. Vienna: International atomic energy agency, 2012. ISBN 978-92-0-130410-0.
- [15] G. F. Knoll: *Radiation detection and measurement. 3*. New York: John Wiley and Sons, 2000. ISBN 9780470131480.
- [16] A. W. Cook, D. Youngs: *Rayleigh-Taylor instability and mixing*. Scholarpedia [online]. 2005 [cit. 2020-04-03]. Dostupné z: <http://www.scholarpedia.org/article/Rayleigh-Taylor-instability-and-mixing>
- [17] M. J. Sadowski, M. Scholz: *Important issues in high-current plasma experiments of the Z-pinch type*. *Nukleonika*. 57. 11-24. 2011 [cit. 2020-04-03]
- [18] *Pinch*. *Plasma-Universe.com* [online]. 2007 [cit. 2020-04-03]. Dostupné z: <https://www.plasma-universe.com/pinch/>

- [19] J. Novotný: *Optimalizace experimentální zátěže plazmatického fokusu PFZ-200*. Praha, 2019. *Bakalářská práce. Fakulta elektrotechnická ČVUT v Praze. Vedoucí práce J. Cikhardt.*
- [20] P. Kubes, D. Klir, J. Kravarik, E. Litseva, K. Rezac: *Research of the Small Plasma Focus with an Auxiliary Electrode at Deuterium Filling [online].* , 1-4 [cit. 2020-04-03]. DOI: 10.1134/S1063780X09100031.
- [21] J. Cikhardt, B. Batobolotova, P. Kubes, J. Kravarik, D. Klir, K. Rezac: *Influence of an external magnetic field on the dynamic of a modified plasma focus*. IOP Publishing. UK, 2014, , 1-5. DOI: 10.1088/0031-8949/2014/T161/014042.
- [22] *Characteristics of neutrons*. NMI3 [online]. 2012 [cit. 2020-04-03]. Dostupné z: <https://nmi3.eu/neutron-research/characteristics-of-neutrons.html>
- [23] *Radiation: Neutrons*. Encyclopaedia Britannica [online]. 2017 [cit. 2020-04-03]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/science/radiation/Neutrons>
- [24] *The Geiger Counter And Counting Statistics*. [online]. [cit. 2020-04-08]. Dostupné z: <http://www.studio-miradoli-progettazione.it/Physics/About%20Radioactivity/Geiger%20Muller%20Tube/GeigerTube.htm>
- [25] P. Kubes, J. Kravarik, D. Klir, J. Kortanek, K. Rezac: *Neutron Production From a Small Modified Plasma Focus Device*. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE. 2012, 40(12), 1-5. DOI: 10.1109/TPS.2012.2221167.
- [26] *Neutron detection*. In: *Wikipedia: the free encyclopedia [online]*. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001- [cit. 2020-04-13]. Dostupné z: <https://en.wikipedia.org/wiki/Neutron-detection>
- [27] *Aktivační detektor*. Enpedie [online]. Řež, 2013 [cit. 2020-04-13]. Dostupné z: <http://enpedie.cz/wiki/Aktiva%C4%8Dn%C3%AD-detektor>
- [28] O. Šíla: *Energetické spektrum neutronů z reakce D-D v plazmatickém fokusu*. Praha, 2011. *Diplomová práce. Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská. Vedoucí práce D. Klír.*
- [29] D. Hladík: *Měření neutronových zisků pomocí stříbrového aktivačního čítače*. Praha, 2018. *Bakalářská práce. Fakulta elektrotechnická ČVUT v Praze.*

Seznam obrázků

1.1	Základní struktura z-pinče (vlevo) a θ -pinče (vpravo). [9]	5
1.2	Nahoře je znázorněno uspořádání kompresního pinče a kapilárního výboje. Uprostřed gas-puff a drátková konfigurace. Níže další typy s využitím drátků [6].	8
1.3	Vlevo elektrodový systém plazma fokusu podle Mathera, vpravo podle Filippova.[8]	9
1.4	Zjednodušené schéma plazma fokusové aparatury. Prvky s indexem 0 popisují zdroj s uloženou energií, která je po přeskoku na jiskřišti J převedena do zátěže L_p, R_p .	9
1.5	Časový vývoj poloměru válcové vrstvy magnetického pole (v obrázku <i>shock</i>) a vrstvy tlačeneho plazmatu (<i>piston</i>). Hodnoty na svislé i vodorovné ose jsou opět v poměrných jednotkách, $\gamma = 5/3$ [6].	13
1.6	Vlevo je znázorněna nestabilita plazmatického vlákna s modem $m = 0$, v pravo s $m = 1$. [17]	17
1.7	Záznam proudu a rentgenového signálu z experimentu Deeneyho a Nashe. Využito bylo 96 drátků Ti s průměrem $20.3 \mu\text{m}$ s počátečním poloměrem 40 mm [12].	21
2.1	Závislost účinného průřezu pro několik fúzních reakcí v závislosti na relativní energii částic [14].	27
2.2	Neutronový signál z experimentu provedeného na aparatuře PF-1000 pořízený ze scintilační sondy umístěné kolmo k ose výboje ve vzdálenosti 2 m a zakryté olovenou deskou tloušťky 0,5 cm [8].	28
2.3	Vznik lavinovitých výbojů v Geiger-Müllerově trubici [24].	35
2.4	Zjednodušené blokové schéma Geiger-Müllerova čítače. Předzesilovač ani zesilovač často nemusí být přítomen, v analyzátoru může být kromě filtrů obsažen CFD - amplitudový diskriminátor impulzů, které jsou normovány a čítány v bloku čítače většinou s pomocí mikrokontroléru.	37
3.1	Schéma aparatury PFZ-200 na Elektrotechnické fakultě ČVUT v Praze [20].	39
3.2	Rozmístění nejdůležitějších diagnostických zařízení kolem fokusu PFZ-200.	40
3.3	Záznam proudu (2. kanál) a jeho derivace (1. kanál). Měřítka pro proudový kanál je 22kA/1V.	40
4.1	Fyzická podoba velmi známé desky Arduino UNO [2].	44
4.2	Zjednodušená logická mapa hlavního programu ve smyčce <i>void loop()</i> .	46
4.3	Testovací zapojení Arduina s diplejmem na nepájivém poli. Tři tlačítka postupně slouží k nastavení času čítání, stopování čítání a spouštění (trigger). Jako generátor impulzů je využito zapojení obvodu NE 555, měření napětí na posledním řádku displeje je v tomto zapojení pouze provizorní.	47
4.4	Zapojení integrovaného obvodu 555 jako astabilního klopného obvodu. Frekvence spínání na výstupu je závislá na velikosti kapacity C1 a odporů R1 a R2 [5].	48
4.5	Vnitřní zapojení obvodu 555 s odporovým děličem na vstupu, dvěma napěťovými komparátory, klopným RS obvodem, tranzistorem a výstupním invertorem [5].	49
4.6	Návrh napájecího obvodu GM trubic včetně výstupu s děličem pro měření napětí.	49
4.7	Návrh plošného spoje napájecího zdroje GM trubic vycházející z předešlého schématu.	50
4.8	Osazená deska zdroje, Odpor R10, není na fotografii osazen, neboť byl doplněn až při finální montáži a testování.	51
4.9	Návrh obvodu triggeru. Objekt s označením OPT znázorňuje přijímač optického signálu, J2 je vstupním konektorem pro 200 V impulz a jde tedy přes napěťový dělič, J1 je vstup pro 5 V impulz.	52
4.10	Návrh desky plošných spojů v prostředí KiCad. Oba obvody mají společně propojeny výstupy GND.	52
4.11	Osazená deska triggeru s invertorem.	53
4.12	Schéma zapojení obvodu invertoru.	53

4.13	Rozměry standardizovaného modulu NIM. Zleva je rozkreslen zadní kryt s otvorem pro konektor, uprostřed pohled z boku a napravo přední panel [4].	54
4.14	Zleva pohled na konektor vany, uprostřed tabulka pinů, vpravo pak konektor modulu [4].	55
4.15	Nahoře je náčrt panelu s jednotlivými rozměry v mm. Dole je vyrobený osazený panel s tloušťkou plechu 2,5 mm.	56
4.16	Fotografie uložení jednotlivých komponent v modulu NIM a jejich propojení.	57
5.1	Měření výstupního napětí zdroje při vstupním napětí 10,0 V.	58
5.2	Závislost výstupního napětí zdroje (svislá osa) na vstupním napětí (vodorovná osa).	59
5.3	Stříbrný aktivační detektor používaný k detekci fúzních neutronů na aparatuře PFZ-200.	60
5.4	Typ Geiger-Müllerovy trubice použité v aktivačním detektoru.	60
5.5	Oscilogram záporného impulsu na GM trubici (žlutá) a invertovaný impuls (modrá)	60
5.6	Detail překmitů napětí zdroje se zapojenými GM trubicemi.	61
5.7	Impuls na GM trubici (žlutá) a invertovaný impuls (modrá) po filtraci zákmitů.	61
5.8	Schématické rozmístění jednotlivých komponent kolem aparatury.	62
5.9	Fotografie aparatury s umístěním aktivačního detektoru a bublinkových detektorů.	62
5.10	Fotografie dokumentující odesílání dat z čítače po sériové lince do PC. Vlevo se nachází čítač sestrojený Bc. Adamem Pavlátem společně s novým čítačem a dalšími moduly s diagnostikou.	63
5.11	Detail bublinkového detektoru s několika viditelnými bublinkami.	64
5.12	Záznam neutronového signálu (světle zelená křivka) ze scintilačního detektoru ToF-B výstřelu č. 17.	65
5.13	Záznam naměřených impulsů pozadí. Jednotlivé body jsou spojeny úsečkami.	66
5.14	Kumulativní počet impulsů (červené body) s exponenciálním prokladem izotopu ^{107}Ag (zelená křivka), pozadím (oranžová čára) a součtem (fialová křivka). Na svislé ose je vyneseno počet impulsů.	67
5.15	Četnost impulsů v čase (červené body), rozpadová křivka izotopu ^{107}Ag (zelená křivka), pozadí (oranžová čára) a součet (fialová křivka). Na svislé ose je vyneseno počet impulsů za sekundu.	67
5.16	Modré body reprezentují hodnoty zisků vypočtené z údajů SAC, oranžové z údajů bublinkových detektorů. Nulové hodnoty z bublinkových detektorů výstřelů 20 a 23 nejsou zobrazeny.	69
5.17	Porovnání neutronových zisků získaných z bublinkových detektorů (vodorovná osa) az údajů SAC (svislá osa). Body zisků výstřelů 20 a 23 nejsou zobrazeny.	70