

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V  
PRAZE

Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská

Katedra fyziky

**Křemíkové driftové detektory  
vnitřního dráhového systému ALICE,  
studium detektorových defektů**

bakalářská práce

Vedoucí práce: doc. Vojtěch Petráček, CSc.

**Jaroslav Adam**

2007

Místo této stránky bude vloženo zadání práce.

## Abstrakt

*Název práce:*

**Křemíkové driftové detektory vnitřního dráhového systému ALICE, studium detektorových defektů**

*Autor:* Jaroslav Adam

*Obor:* Jaderné inženýrství

*Druh práce:* Bakalářská práce

*Vedoucí práce:* doc. Vojtěch Petráček, CSc. Katedra fyziky,  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

*Konzultant:* —

*Abstrakt:*

Práce se ve své první části zabývá obecným popisem pohybu volných nosičů náboje v polovodičovém materiálu. Jsou zde diskutovány zejména jevy jako driftový pohyb, rozptyl pohybujících se nosičů na mřížce krystalu a na příměsových částicích a difuzní pohyb. Druhá část je zaměřena na základní principy dynamiky pohybu elektronů v driftovém detektoru a podává informace o chování pohybujících se elektronů v geometrii plochého disku a sférické geometrii. Třetí část práce zahrnuje základní technické údaje o křemíkovém pixelovém, driftovém a stripovém detektoru vnitřního dráhového systému detektoru ALICE (ITS). Čtvrtá část je zaměřena na konkrétní údaje o křemíkovém driftovém detektoru použitém v ITS.

*Klíčová slova:* Polovodičové detektory, Driftový detektor, ALICE

*Title:*

**Silicon drift detectors of the inner tracking system of the ALICE detector, study of detector defects**

*Author:* Jaroslav Adam

*Abstract:*

This project in the first part deals with basic characters of motion of free carriers in a semiconductors. Effects like carrier drift, impurity and lattice scattering and carrier diffusion are discussed. In the second part basic principles of the dynamics of electrons in drift detectors are presented. Informations about behaviour of electron transport in spherical geometry and flat disk geometry are given. The third part includes basic technical data of the silicon pixel detector, the silicon drift detector and the silicon strip detector of the inner tracking system (ITS) of the ALICE detector. The fourth part describes concrete specifications about silicon drift detector, which is used in the ITS.

*Key words:* Semiconductor detectors, Drift detector, ALICE

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady a zdroje (literatury, projekty, SW, atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám žádný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu §60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne:

## **Poděkování**

Děkuji doc. Vojtěchu Petráčkovi, CSc. za vedení mé bakalářské práce.

# Obsah

<b>1</b>	<b>Přenos nosičů náboje v polovodiči</b>	<b>1</b>
1.1	Transport nosičů náboje . . . . .	1
1.2	Drift nábojových nosičů . . . . .	1
1.2.1	Rozptyl na příměsích . . . . .	2
1.2.2	Rozptyl na mřížce krystalu . . . . .	2
1.2.3	Rozptyl na povrchu krystalu . . . . .	3
1.3	Pohyblivost nosičů náboje . . . . .	4
1.3.1	Závislost na dopování . . . . .	4
1.3.2	Odpor a vodivost . . . . .	4
1.3.3	Plošný odpor . . . . .	4
1.4	Saturace rychlosti . . . . .	5
1.5	Difuze nosičů náboje . . . . .	5
1.5.1	Difuzní proud . . . . .	5
1.6	Celkový proud . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Dynamika pohybu elektronů v driftovém detektoru</b>	<b>8</b>
2.1	Křemíkové driftové detektory . . . . .	8
2.2	Dynamika difuze elektronů . . . . .	8
2.3	Vliv prostorového náboje na dynamiku pohybu elektronů . . .	11
2.3.1	Sférická geometrie . . . . .	11
2.3.2	Geometrie plochého disku . . . . .	13
2.4	Rovnice elektrostatického potenciálu . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Vnitřní dráhový systém detektoru ALICE</b>	<b>16</b>
3.1	Křemíkový pixelový detektor . . . . .	16
3.2	Křemíkový driftový detektor . . . . .	17
3.3	Křemíkový stripový detektor . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Analýza driftového pohybu v křemíkovém driftovém detektoru SDD</b>	<b>20</b>
4.1	Obecný popis SDD . . . . .	20
4.2	Návrh konečné verze SDD . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Shrnutí a závěr</b>	<b>23</b>

# 1 Přenos nosičů náboje v polovodiči

## 1.1 Transport nosičů náboje

Pohyb nosičů náboje je buď způsoben elektrickým polem vytvořeným elektrickým napětím externě přivedeným k polovodiči. Tento pohyb se nazývá drift. Druhým principem je difuze, což je pohyb nosičů z míst s velkou hustotou náboje do míst, ve kterých je tato hustota nižší. Analogií tomuto mechanismu je přenos tepelné energie. Výsledný proud nosičů je dán součtem těchto dvou proudů [2].

Po aplikaci elektrického pole budou náboje nejprve urychleny elektrostatickým polem a poté dosáhnou v důsledku srážek s nečistotami v krystalové mřížce a kvůli vibračním mřížky konstantní rychlosti pohybu. Při velkých hodnotách elektrického pole rychlost driftového pohybu nosičů dále nevzrůstá, ale ustálí se na saturační rychlosti. Veličina pohyblivost charakterizuje rychlost nosičů v závislosti na přiloženém elektrickém poli. Poblíž povrchu polovodiče je rychlost nábojových nosičů zpravidla menší v důsledku jejich zvýšeného rozptylu, což vede k nižší pohyblivosti při povrchu.

## 1.2 Drift nábojových nosičů

Jestliže jako nosiče náboje uvažujeme záporně nabité elektrony, jejich proudová hustota bude dána výrazem

$$\vec{J} = -qn\vec{v} \quad (1)$$

A podobně pro proudovou hustotu kladně nabitých děr máme vztah

$$\vec{J} = qp\vec{v} \quad (2)$$

V obou předchozích vzorcích je  $\vec{v}$  rychlost pohybu elektronů nebo děr,  $n$  je hustota elektronů a  $p$  značí hustotu děr v polovodiči.

Bez přítomnosti vnějšího elektrického pole se elektrony v krystalové mřížce polovodiče pohybují náhodně tepelným pohybem, po přiložení elektrického pole na nosiče náboje působí síla  $\vec{F}$ , jejíž první složka je Lorentzova síla při čistě elektrickém poli a druhou složku tvoří rozptylová síla (scattering force), jež je dána podílem hybnosti částice nesoucí elektrický náboj (pro hybnost platí vztah  $m\langle\vec{v}\rangle$ , kde  $\langle\vec{v}\rangle$  je střední hodnota rychlosti) a střední době mezi rozptylovými interakcemi  $\tau$ . Vztah pro sílu  $\vec{F}$  má tedy následující tvar

$$\vec{F} = q\vec{\mathcal{E}} - \frac{m\langle\vec{v}\rangle}{\tau}, \quad (3)$$



$m$  je zde hmotnost nabité částice. Současně pro sílu  $\vec{F}$  platí Newtonův vztah  $\vec{F} = m \frac{d\langle \vec{v} \rangle}{dt}$ .

V ustáleném stavu, kdy nábojové nosiče již dosáhly ustálené rychlosti, je jejich rychlost úměrná velikosti elektrického pole a jejich pohyblivost lze definovat jako [2]

$$\mu = \frac{\Delta|\vec{v}|}{|\vec{\mathcal{E}}|} = \frac{q \cdot \tau}{m} \quad (4)$$

Z předchozího vztahu plyne, že pohyblivosti bude velká pro částici o malé hmotnosti a bude malá pro velký čas mezi rozptylovými interakcemi.

Vztahy 1 a 2 pro proudovou hustotu lze modifikovat na tvar

$$\vec{J} = -qn\mu_n\vec{v} \quad (5)$$

$$\vec{J} = qp\mu_p\vec{v} \quad (6)$$

pro elektrony a pro díry.

K přesnějšímu výpočtu pohyblivosti  $\mu$  je nutné místo hmotnosti nabité částice  $m$  uvažovat její redukovanou hmotnost  $m^*$ .

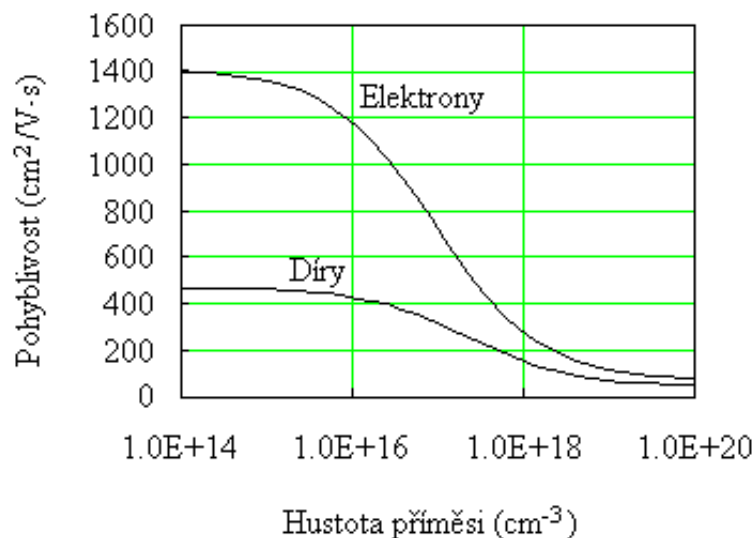
### 1.2.1 Rozptyl na příměsích

Příměsi jsou cizorodé atomy v krystalové mřížce, v našem případě např. ionizované donory a akceptory. Množství rozptylů způsobených elektrostatickou silou mezi nosičem náboje a ionizovanou příměsí závisí na hustotě příměsí a době interakce, přičemž větší hustota atomů příměsí má za následek snížení pohyblivosti nosičů elektrického náboje.

Doba trvání rozptylové interakce závisí na relativní rychlosti mezi nabitou částicí a atomem příměsí. Tato rychlost ovšem roste s teplotou, doba interakce se proto zkracuje a důsledkem je růst pohyblivosti nabitých částic s rostoucí teplotou polovodiče. Uvedená závislost je úměrná k  $T^{3/2}/N_I$ , kde  $N_I$  je hustota nabitých atomů příměsí [2].

### 1.2.2 Rozptyl na mřížce krystalu

Tento způsob rozptylu je založen na absorpci nebo emisi zvukových nebo optických fononů, které reprezentují kvanta mechanických vln šířících se krystalem polovodiče. V pevných látkách hustota fononů s teplotou roste a tím klesá doba rozptylové interakce. Podle teoretických výpočtů je u křemíku a germania dominantní interakce akustických fononů, pohyblivost nosičů



Obrázek 1: Pohyblivost elektronů a děr v závislosti na hustotě příměsi v křemíku.[2]

náboje je úměrná k  $T^{-3/2}$ , závislost pohyblivosti na interakci s optickými fonony je úměrná k  $T^{-1/2}$  [2].

### 1.2.3 Rozptyl na povrchu krystalu

Pohyblivost nosičů náboje je ovlivněna materiálem tvořícím povrch krystalu. Jestliže nemůže docházet k přechodu nabitě částice z polovodiče do přilehlé oblasti, vlnová funkce této částice zasahuje do povrchové oblasti 1 - 10 nm, takže máme nenulovou pravděpodobnost výskytu nábojových nosičů v oblasti přilehlé krystalu polovodiče a výsledná pohyblivost je pak dána kombinací pohyblivostí v obou vrstvách (polovodič + povrch). V technologii MOSFET může být výsledná pohyblivost až 3krát nižší než pohyblivost uvnitř krystalu, protože pohyblivost nabitých částic v oxidu křemičitém je velmi nízká, neboť se jedná o amorfni nevodivou látku.

## 1.3 Pohyblivost nosičů náboje

### 1.3.1 Závislost na dopování

Na obrázku 1 je závislost pohyblivosti elektronů a děr na hustotě příměsí v křemíku při pokojové teplotě. Obě závislosti mají podobný charakter, při nízkých koncentracích příměsí jsou konstantní a dominantním jevem je fononový rozptyl. Při vyšších koncentracích pohyblivosti elektronů i děr klesají v důsledku rozptylu na ionizovaných atomech příměsí. K výpočtu pohyblivosti lze využít empirický vztah [2]

$$\mu = \mu_{min} + \frac{\mu_{max} - \mu_{min}}{1 + \left(\frac{N}{N_r}\right)^\alpha}, \quad (7)$$

ve kterém jsou  $\mu_{min}$ ,  $\mu_{max}$ ,  $N_r$  a  $\alpha$  fitovací parametry a  $N$  je hustota příměsí v  $cm^{-3}$ .

### 1.3.2 Odpor a vodivost

Vodivost materiálu je definována jako podíl proudové hustoty a elektrického pole. Podle vztahů 1 a 2 lze hustotu proudu vyjádřit jako součin náboje pohyblivých nosičů, jejich hustoty a rychlosti, a proto ho můžeme také napsat jako funkci elektrického pole a pohyblivosti nábojových nosičů. Vodivost polovodiče při vedení proudu děrami a elektrony je pak možné napsat ve tvaru [2]

$$\sigma = \frac{\Delta J}{\mathcal{E}} = q(n\mu_n + p\mu_p). \quad (8)$$

Odpor je dán převrácenou hodnotou vodivosti

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)}. \quad (9)$$

### 1.3.3 Plošný odpor

Tato veličina je snáze měřitelná než odpor materiálu, pro jeden typ příměsí je dána podílem odporu  $\rho$  a tloušťku materiálu  $t$ . Proto

$$R_s = \frac{\rho}{t} \quad (10)$$

## 1.4 Saturace rychlosti

S rostoucím elektrickým polem roste průměrná rychlost nosičů náboje přibližně lineárně, ovšem jakmile jejich energie přesáhne energii optického fononu, prudce roste pravděpodobnost jeho emise, což vede k saturaci rychlosti pohybu nosičů náboje v závislosti na přiloženém elektrickém poli. U nábojových nosičů v křemíku a jemu podobných materiálů, které neobsahují dostupné vyšší energetické pásy roste rychlost nosičů náboje s rostoucím elektrickým polem monotónně [2]. Situaci zachycuje obrázek obr. 2.

U těchto materiálů platí mezi rychlostí pohybu a elektrickým polem vztah

$$v(\mathcal{E}) = \frac{\mu\mathcal{E}}{1 + \frac{\mu\mathcal{E}}{v_{sat}}}. \quad (11)$$

## 1.5 Difuze nosičů náboje

Difuzním pohybem se rozumí náhodný tepelný pohyb nosičů náboje, pokud je v některém místě polovodiče nenulový gradient nábojů, difuzní pohyb probíhá ve směru tohoto gradientu.

### 1.5.1 Difuzní proud

Jestliže vezmeme v úvahu pouze plošný difuzní proud, bude pro jeho hustotu platit

$$J_n = qD_n \frac{dn}{dx} \quad (12)$$

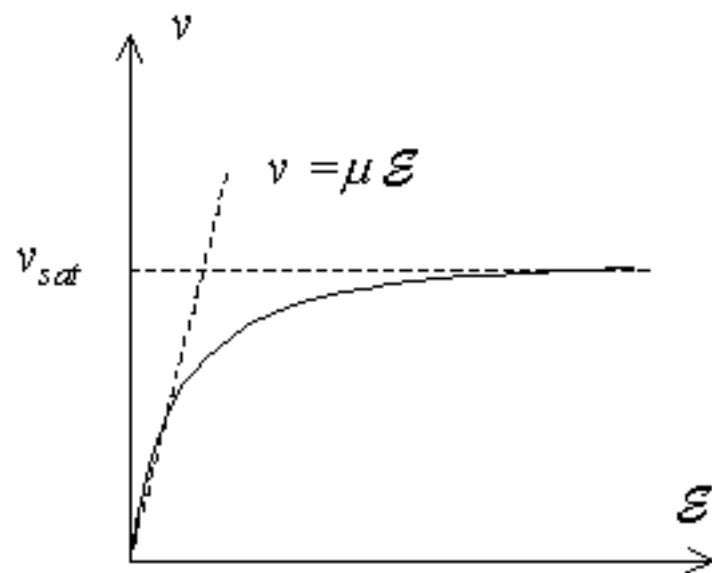
pro elektrony a

$$J_p = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad (13)$$

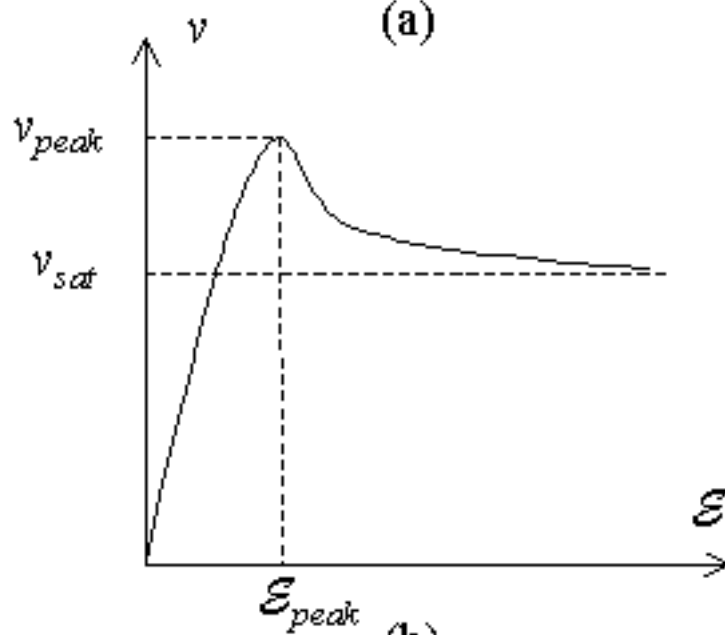
pro díry. V těchto vztazích jsou  $D_n$  a  $D_p$  difuzní konstanty příslušné elektronům a dírám, jež splňují Einsteinovy vztahy [2]

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{q} = \mu_n V_t, \quad (14)$$

$$D_p = \mu_p \frac{kT}{q} = \mu_p V_t. \quad (15)$$



(a)



(b)

Obrázek 2: Závislost rychlosti na el. poli.[2]

## 1.6 Celkový proud

Výslednou hustotu proudu elektronů v mřížce polovodičového krystalu získáme součtem driftového a difuzního proudu, tedy

$$J_n = qn\mu_n\mathcal{E} + qD_n\frac{dn}{dx} \quad (16)$$

a obdobně celková hustota proudu děr je dána vztahem

$$J_p = qp\mu_p\mathcal{E} - qD_p\frac{dp}{dx} \quad (17)$$

Celkový proud nosičů náboje obdržíme součtem hustot proudů elektronů a děr násobeným plochou polovodiče  $A$ , která je kolmá na směr pohybu elektronů a děr, tak dostaneme

$$I_{total} = A(J_n + J_p) \quad (18)$$

## 2 Dynamika pohybu elektronů v driftovém detektoru

Tato část se zabývá dynamikou pohybu elektronů v driftovém křemíkovém detektoru, difuzními efekty, vzájemným elektrostatickým odpuzováním elektronů a oslabením elektrického pole přítomností elektronů pohybujících se směrem k anodě.

### 2.1 Křemíkové driftové detektory

Křemíkové driftové detektory jsou určeny k měření polohy a energie dopadající částice, dosahují přesnosti v rozlišení polohy  $4 \mu\text{m}$  při vzdálenosti driftu  $4 \text{ mm}$  a  $18 \mu\text{m}$  pro vzdálenost  $15 \text{ mm}$ . Limitujícím faktorem lepšího rozlišení je šum předzesilovače zapříčiněný nízkou kapacitou anody detektoru a vysokou vstupní kapacitou průmyslově vyráběných tranzistorů řízených elektrickým polem.

Elektrony, vzniklé v driftovém detektoru ionizací jsou transportovány elektrostatickým polem paralelním k povrchu detektoru směrem ke sběrné anodě. Tento pohyb ovlivňují zejména jevy jako difuzní efekt, vzájemné elektrostatické odpuzování mezi elektrony a oslabení elektrického pole [3]. U vytvořených děr předpokládáme jejich okamžité sebrání elektrodou  $p^+$  a dále se zabýváme jen pohybem elektronového mraku.

### 2.2 Dynamika difuze elektronů

Při zanedbání vzájemného elektrostatického odpuzování elektronů je nutné pracovat jen s malými nábojovými hustotami. Dynamika pohybu elektronů závisí na difuzních vlastnostech částic a na vnějším elektrickém poli. Toto elektrické pole je orientováno svojí komponentou  $E_z$  kolmo k povrchu detektoru, složka  $E_x$  je rovnoběžná s povrchem a v prvním přiblížení lze její hodnotu považovat za konstantní. Poslední komponenta,  $E_y$  je rovna nule.

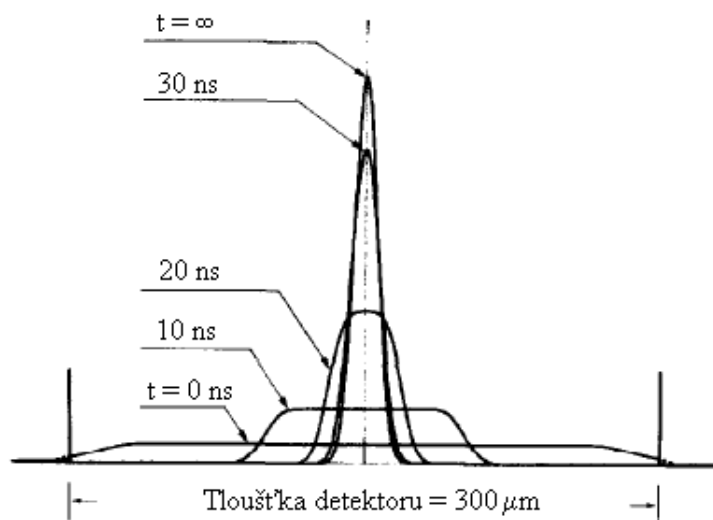
Elektrické pole kolmé k povrchu detektoru lze vyjádřit ve tvaru [3]

$$E_z = \frac{qN_D}{\varepsilon} z = Kz, \quad (19)$$

kde  $N = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  je koncentrace příměsi v destičce typu N.

Pohyb elektronů lze pokládat za tři nezávislé pohyby podél jednotlivých souřadných os  $x$ ,  $y$  a  $z$ .

Ve směru osy  $z$ , jež je kolmá k povrchu detektoru, má rovnice kontinuity tvar



Obrázek 3: Rozdělení elektronů podél středu detektoru v různých časech pro počáteční rovnoměrné rozdělení[3]

$$\frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - \frac{1}{D} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{K}{V_T} \left( n + z \frac{\partial n}{\partial z} \right) = 0, \quad (20)$$

ve které je  $D$  difuzní konstanta,  $V_T$  je tepelné napětí  $kT/q$  a  $n(z, t)$  značí hustotu elektronů na jednotku délky ve směru kolmém na povrch detektoru. Řešení rovnice 20 je řada sestavená z výrazů s Hermitovými polynomy

$$n(z, t) = \sum_0^{\infty} A_m e^{-Kz^2/(2V_T)} H_m \left( z \sqrt{\frac{K}{2V_T}} \right) e^{-mKDt/V_T}. \quad (21)$$

První člen řady 21 (pro  $m = 0$ ) nezávisí na čase a je to asymptotické rozdělení

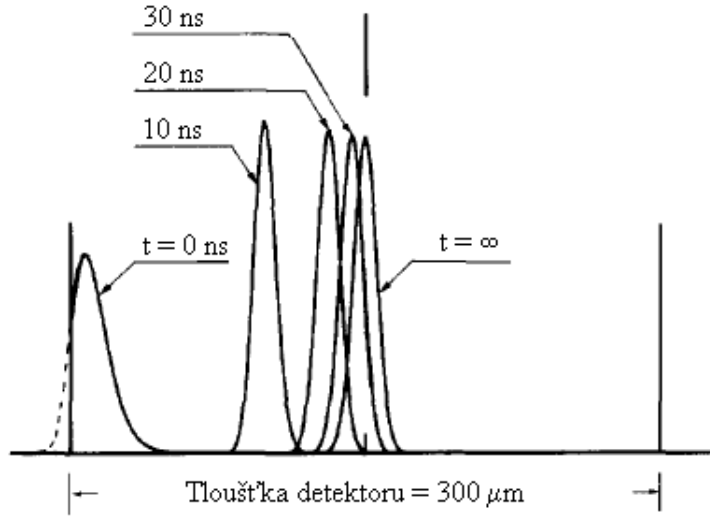
$$n(z, \infty) = A_0 e^{-Kz^2/(2V_T)}, \quad (22)$$

které popisuje ustálený stav kdy je difuze způsobená gradientem v koncentraci náboje přesně vyrovnaná zaostřeným elektrickým polem.

Obrázek 3 znázorňuje rozdělení elektronů v různých časech v případě rovnoměrného počátečního rozložení elektronů podél osy  $z$ , vyvolaného průletem ionizující částice kolmo na detektor.

Situaci, kdy je počáteční náboj generován při povrchu detektoru zachycuje obrázek 4. To může nastat po dopadu světelného pulzu v infračervené oblasti na povrch detektoru.





Obrázek 4: Rozdělení elektronů podél středu detektoru v různých časech pro počáteční rozdělení simulující povrchovou generaci elektronů[3]

V obou případech je po určitém čase dosaženo stejného asymptotického rozdělení 22. K vykreslení rozložení elektronů na obrázcích 3 a 4 bylo použito numerické integrace rovnice 20, hodnoty koncentrace elektronů dosahované v jednotlivých časech byly vypočteny startem výpočtu z počátečních podmínek. Pro každou následující iteraci k určení koncentrace elektronů byly z každého časového intervalu spočteny časové derivace koncentrace.

Ve směru osy  $y$  (rovnoběžně s povrchem detektoru a kolmo na směr driftu k anodě) je vnější elektrické pole nulové a v tomto směru tedy dochází pouze k volné difuzi. Pohyb elektronů ve směru driftu, tj. rovnoběžně s osou  $x$  je dán superpozicí volné difuze a rovnoměrného posouvání směrem k anodě. Rozdělení ve směrech os  $x$  a  $y$  mají tvar Gaussovy funkce, jejich součinem je

$$n(x, t)n(y, t) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{2Dt} \exp\left(-\frac{y^2}{4Dt}\right) \times \exp\left(-\frac{(x - \mu E_x t)^2}{4Dt}\right). \quad (23)$$

Proto je objemová hustota elektronů získatelná vynásobením lineárních hustot elektronů z obrázků 3 a 4 v součinu v rovnici 23.

Po ionizaci driftového detektoru je vzniklý náboj po několika desítkách nanosekund shromážděný v potenciálové jámě. Rozdělení náboje má tvar disku ve směru  $z$  omezeného na tloušťku okolo 15 μm, s rostoucím poloměrem kvůli radiální difuzi, a který driftuje s rovnoměrnou rychlostí ve směru  $x$  [3].

Jelikož v driftovém detektoru jsou elektrody vytvářející elektrické pole oddělené, rychlost driftového pohybu podél osy  $x$  nemusí být stále konstantní.

Obrázek 5 ukazuje ekvipotenciály elektrického pole vytvořeného v driftovém detektoru s oddělenými anodami, dále jsou na něm zobrazeny trajektorie pohybu několika elektronů od místa jejich uvolnění do potenciálové jámy.

## 2.3 Vliv prostorového náboje na dynamiku pohybu elektronů

### 2.3.1 Sférická geometrie

Nechť balík nábojů složený z  $N$  elektronů je zpočátku rozdělený v neomezeném homogenním prostředí jako Diracova delta-funkce se středem v bodě P a  $n(r)$  je objemová hustota elektronů v systému popsáném sférickými souřadnicemi se středem v bodě P.

Celkový náboj  $Q(r)$  obsažený v kouli o poloměru  $r$  se středem v P je

$$Q(r, t) = q \int_0^r n(r, t) 4\pi r^2 dr \quad (24)$$

a velikost elektrického pole ve vzdálenosti  $r$  od P má hodnotu

$$E(r, t) = \frac{Q(r, t)}{4\pi\epsilon r^2}. \quad (25)$$

Rovnice kontinuity, která popisuje dynamiku pohybu elektronů a zahrnuje difuzi, drift a elektrostatické vzájemné odpuzování elektronů má tvar [3]

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial r^2} - \frac{2}{r} \frac{\partial Q}{\partial r} - \frac{1}{D} \frac{\partial Q}{\partial t} - Q \frac{\partial Q}{\partial r} \frac{1}{V_T} \frac{1}{4\pi\epsilon r^2} = 0. \quad (26)$$

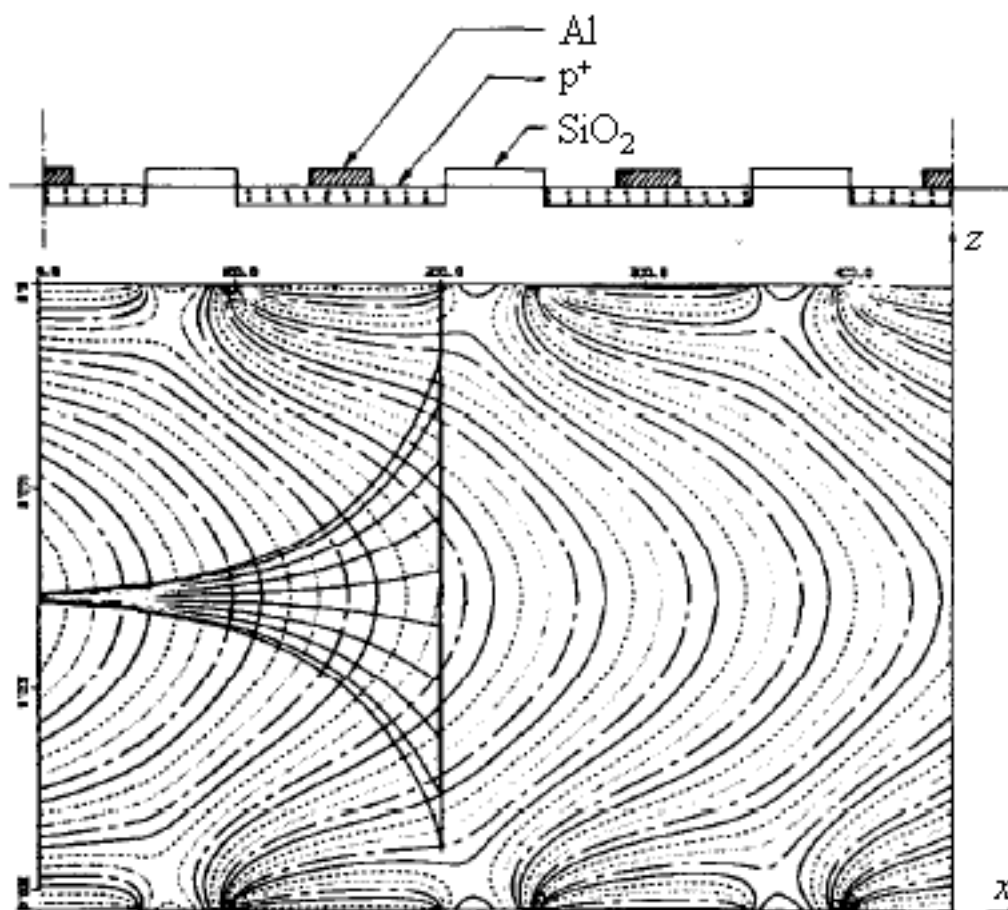
Z předchozí rovnice 26 lze získat jednodušší rovnici zanedbáním posledního členu, jenž vyjadřuje vzájemné elektrostatické odpuzování. Uvedený postup je použitelný v limitním případě pro malý náboj vzniklý ionizací. Pak rovnice 26 přejde na

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial r^2} - \frac{2}{r} \frac{\partial Q}{\partial r} - \frac{1}{D} \frac{\partial Q}{\partial t} = 0, \quad (27)$$

jejímž řešením je

$$Q(r, t) = qN \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^r \frac{r^2}{(2Dt)^{3/2}} e^{-r^2/(4Dt)} dr. \quad (28)$$

Jiným extrémním případem rovnice 26 je zanedbání difuzního pohybu elektronů a výsledná rovnice pak bude popisovat jen elektrostatické rozpínání balíku nábojů. Tato rovnice vznikne z 26 zanedbáním prvních dvou členů:



Obrázek 5: Ekvipotenciální čáry v driftovém detektoru s oddělenými elektrodami, dále jsou znázorněny trajektorie elektronů generovaných v různých bodech detektoru[3]

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + Q \frac{\partial Q}{\partial r} \frac{1}{r^2} \frac{\mu}{4\pi\epsilon} = 0. \quad (29)$$

Rovnice 29 je řešitelná metodou separace proměnných a její řešení je

$$Q(r, t) = \frac{r^3}{3\left(\frac{\mu}{4\pi\epsilon}\right)t}, \quad (30)$$

ale tato rovnice (29) není řešením našeho problému, neboť uvedené řešení nezávisí na počátečních podmínkách a rozdělení náboje, které popisuje, se může v konečném čase rozpínat v prostoru do nekonečna. Fyzikální řešení je možno získat z 30 za použití skutečnosti, že síla působící na elektrony umístěné v kouli s poloměrem  $r_0$  závisí pouze na náboji uvnitř této koule, což znamená, že v prostoru uvnitř koule nedojde po odebrání všech nábojů ležících vně koule k žádné změně v dynamice elektronů. Náboj  $Q(r, t)$  v kouli poloměru  $r_0$  daný fyzikálním řešením, které vyplývá z řešení 30 rovnice 29 musí být nulový vně této koule:

$$Q(r, t) = \frac{r^3}{3\left(\frac{\mu}{4\pi\epsilon}\right)t} [U(r) - U(r - r_0(t))] + qNU(r - r_0(t)), \quad (31)$$

$U(r)$  je skoková funkce a poloměr  $r_0(t)$  udává oblast dosažitelnou elektrony v čase  $t$ .

Celkový počet elektronů obsažených v rozpínající se kouli je  $N$  a  $r_0(t)$  lze vypočítat za pomoci vztahu

$$r_0(t) = \sqrt[3]{3\frac{\mu q}{4\pi\epsilon} N t}. \quad (32)$$

Fyzikálním řešením rovnice 29 je tedy rovnice 31, ve které je  $r_0(t)$  dáno vztahem 32.

Kompletní rovnici 26 je možné řešit numericky, hustota elektronů  $n(r, t)$  vyplývá z náboje  $Q(r, t)$  prostřednictvím vztahu 24.

Hustota elektronů projektovaná na osu  $x$   $n^*(x, t)$ , která je přímo pozorovatelná fyzikální veličina, je popsána vztahem

$$n^*(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n(r, t) dy dz = \int_{r=|x|}^{\infty} n(r, t) 2\pi r dr. \quad (33)$$

### 2.3.2 Geometrie plochého disku

Budeme uvažovat dvoudimenzionální pohyb balíku  $N$  v cylindrické soustavě souřadné. Všechny náboje jsou prostřednictvím zaostřovacího elektrického pole omezeny v disku uprostřed polovodičové destičky detektoru.

V této geometrii má rovnice pro rozložení náboje tvar [3]

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial Q}{\partial r} - \frac{1}{D} \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{E}{V_T} \frac{\partial Q}{\partial r} = 0, \quad (34)$$

kde pro  $Q(r, t)$  platí

$$Q(r, t) = q \int_0^r n(r, t) 2\pi r dr \quad (35)$$

a  $n(r, t)$  je zde plošná hustota elektronů.

Nyní již elektrické pole  $E(r)$  závisí kromě všech nábojů v disku také na všech nábojích obsažených v obrazech disku:

$$E = -\frac{\partial V}{\partial r}, \quad (36)$$

$$V(r) = \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{q}{\pi \varepsilon} (-1)^m \int_0^{\infty} n(\tilde{r}) \tilde{r} \frac{F(\frac{\pi}{2}/\alpha)}{\sqrt{z_m^2 + (r + \tilde{r})^2}} d\tilde{r}, \quad (37)$$

kde  $z = md$ ,  $F((\pi/2)/\alpha)$  je eliptický integrál prvního druhu a  $\alpha$  je určeno vztahem

$$\alpha = \arctan\left(\frac{2\sqrt{r\tilde{r}}}{\sqrt{(r + \tilde{r})^2 + z^2}}\right) \quad (38)$$

Plošnou hustotu elektronů lze vypočítat zderivováním rovnice 35 pro  $Q(r, t)$  a projekce plošné hustoty elektronů  $n^*(x, t)$  do směru osy  $x$  je

$$n^*(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} n(r, t) dy = 2 \int_{r=|x|}^{\infty} \frac{n(r)}{\sqrt{1 - (x/r)^2}} dr. \quad (39)$$

## 2.4 Rovnice elektrostatického potenciálu

Maxwellovy rovnice pro elektrické pole v prostoru s nábojovou hustotou  $\rho$  mají tvar [7]

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (40)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0. \quad (41)$$

Zavedením potenciálu elektrického potenciálu  $V$  vztahem

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V \quad (42)$$

lze rovnice 40 a 41 přepsat na jedinou rovnici pro potenciál  $V$ :

$$\vec{\nabla}^2 V = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (43)$$

která nese název Poissonova rovnice [7].

### 3 Vnitřní dráhový systém detektoru ALICE

Vnitřní dráhový systém detektoru ALICE (ITS = Inner Tracking System) je tvořen šesti válcovými vrstvami polohově citlivých detektorů, které pokrývají centrální oblast rapidity  $|\eta| \leq 0,9$ , což je 10,6 cm podél osy svazku (zde osa  $z$ ). Vlastní detektory a příslušná elektronika jsou mechanicky drženy konstrukcí z odlehčených uhlíkových vláken.

Požadovaná granularita pro nejvnitřnější vrstvy je dosažena použitím křemíkových detektorů s dvoudimenzionálním výstupem, a to křemíkovým pixelovým detektorem (SPD), který se nachází na dvou nejvnitřnějších vrstvách ITS a křemíkovým driftovým detektorem, umístěným na dvou prostředních vrstvách vnitřního dráhového systému ITS. Pro dvě vnější vrstvy jsou požadavky na granularitu detektoru poněkud nižší a je použit křemíkový stripový detektor (SSD) s dvoustrannými mikropásky kvůli úspoře materiálu v aktivním objemu.

Kvůli minimalizaci radiací tloušťky detektoru (nesmí zde docházet k přílišnému rozptylu částic vzniklých při srážce a vzniku nechtěných sekundárních částic) byly pro propojení ITS s další elektronikou použity hliníkové mikrokabely. Velká pozornost je věnována také odvodu tepla produkovaného vlastními detektory a okolní elektronikou, hlavně kvůli vysoké teplotní citlivosti křemíkového driftového detektoru i na teplotní změny v rozsahu  $\approx 0,1$  °C. K chlazení slouží vodní chladicí systém, který udržuje ITS na pokojové teplotě [1].

#### 3.1 Křemíkový pixelový detektor

Křemíkový pixelový detektor je umístěn na dvou nejvnitřnějších vrstvách ITS v oblasti, kde hustota drah přesahuje 50 drah/cm<sup>2</sup> a během provozu zde bude vysoká radiace. Použití pixelového detektoru znamená velké množství konektorů a kanálů. Každá buňka detektoru je připojena k front-end CMOS čipu s elektronikou prostřednictvím kuličky vyrobené většinou z india. CMOS čip je rozdělen na buňky stejné velikosti jako má matice detektoru, výstupem elektroniky je binární předzesílený tvarovaný signál, přičemž buňka, na které byla překročena prahová úroveň má na svém výstupu logickou jednotku.

Základními stavebními bloky konstrukce SPD jsou laddery složené z matice pixelového detektoru a osmi příslušných front-end čipů. Matice detektoru se skládá z  $256 \times 256$  buněk měřících ve směru  $r\varphi$  50  $\mu\text{m}$  a ve směru  $z$  300  $\mu\text{m}$ . Každý ladder měří 13,8 mm( $r\varphi$ )  $\times$  82 mm( $z$ ). Vlastní detektor je 150  $\mu\text{m}$  silný a čip s elektronikou je silný 100  $\mu\text{m}$ , přičemž křemíkový celek měří 250  $\mu\text{m}$ . Čtyři laddery jsou uspořádány ve směru osy  $z$  na 33 mm dlouhý stave a šest těchto struktur (dvě ve vnitřní vrstvě a čtyři ve vrstvě vnější)

jsou přimontovány ke konstrukci z uhlíkových vláken. Deset takovýchto sektorů je připevněno společně okolo trubice se svazkem a tvoří uzavřený válec. Celkově se stave opakuje 60 krát, ladderů je 240, čipů 1920 a počet buněk je  $15,7 \times 10^6$ . Vnitřní vrstva pixelového detektoru se nachází ve vzdálenosti 4 cm a vnější je 7 cm od osy svazku.

### 3.2 Křemíkový driftový detektor

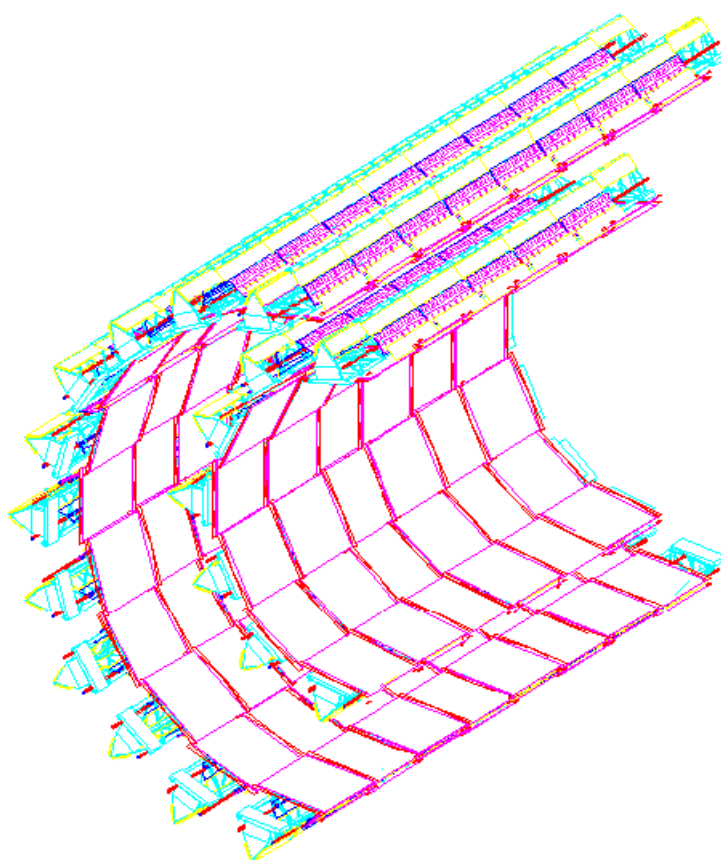
Křemíkový driftový detektor tvoří dvě prostřední vrstvy ITS, poskytuje především informaci o energetických ztrátách částice na jednotku délky  $dE/dx$ . Každý jednotlivý driftový detektor má aktivní plochu  $7,25 \times 7,53 \text{ cm}^2$  a tyto elementy jsou připevněny na ladderech, přičemž každý ladder v třetí vrstvě obsahuje šest detektorů a ve čtvrté vrstvě osm detektorů. Vrstvy driftového detektoru leží na poloměrech 14,9 a 23,8 cm a jsou sestaveny ze 14 a 22 ladderů. Pohled na polovinu ladderů se nachází na obrázku obr. 6.

Propojení mezi detektory a front-end elektronikou je zprostředkováno prostřednictvím flexibilních hliníkových mikrokabelů. Front-end elektronika je složena ze dvou integrovaných obvodů, první, PASCAL obstarává předzesílení signálu, jeho vzorkování s vzorkovací frekvencí 40 MHz pro obvyklou délku trvání driftu elektronů  $5,4 \mu\text{s}$  a digitalizaci analogového signálu. Druhý integrovaný obvod se jmenuje AMBRA, uspořádá data a přenesení je na end-of-ladder modul.

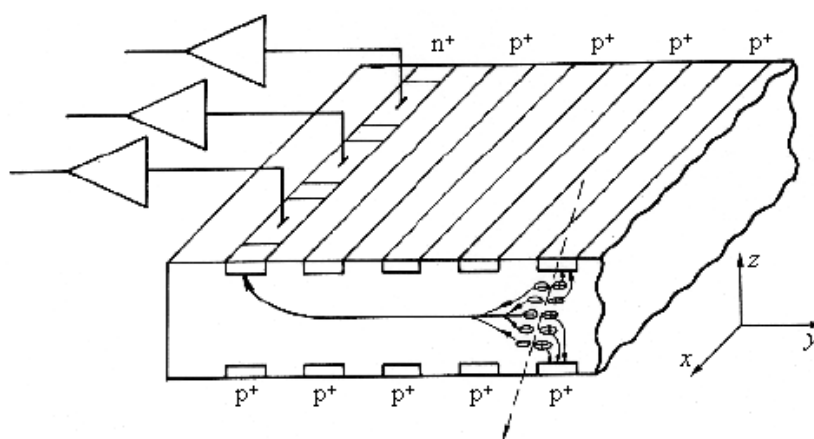
Účelem driftových detektorů je prostřednictvím měření doby driftu elektronů, deponovaných prolétávající částicí, nalézt jednu souřadnici místa dopadu částice a také zvýšení schopnosti rozlišení více drah. Lineární SDD je znázorněn na obrázku 7. Základní destička je vytvořena z křemíku typu n s vysokým měrným odporem, na jejímž povrchu je implanována série paralelních  $p^+$  proužků pro vytvoření elektrického pole, jež jsou připojené k děliči napětí integrovaném přímo na povrch základní křemíkové destičky. Tyto  $p^+$  proužky generují elektrostatické pole paralelní k povrchu destičky a vytvářejí tak oblast driftu.

Díry z elektron-děrových párů vytvořených průletem nabitě částice jsou sebrány nejbližší  $p^+$  elektrodou a elektrony jsou zaostřeny do středu destičky a driftovým pohybem dopraveny do oblasti anod, což jsou destičky z materiálu  $n^+$ . Díky jejich malé velikosti je také jejich kapacita malá  $\approx 50 \text{ fF}$  a dosahuje se tím nízkého šumu a dobrého rozlišení energií zanechaných prolétávajícími částicemi v detektoru. Elektrony dorazí do oblasti anod ve formě Gaussova rozdělení, protože při driftu dochází k jejich vzájemnému elektrostatickému odpuzování a difuzi.

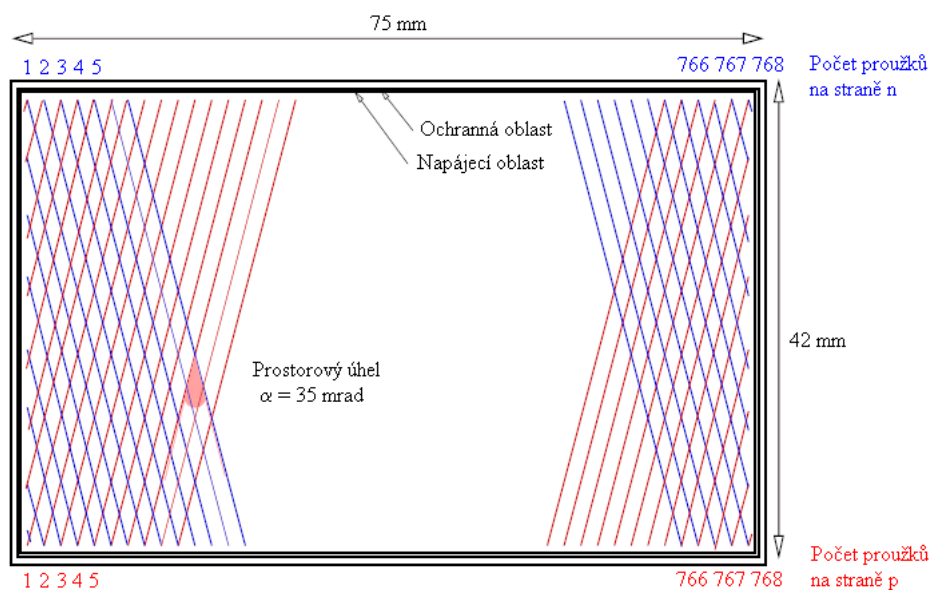




Obrázek 6: Pohled na jednu polovinu vrstev SDD[1]



Obrázek 7: Elektrony vytvořené ionizující částicí jsou přeneseny v potenciálovém minimu směrem k anodám[1]

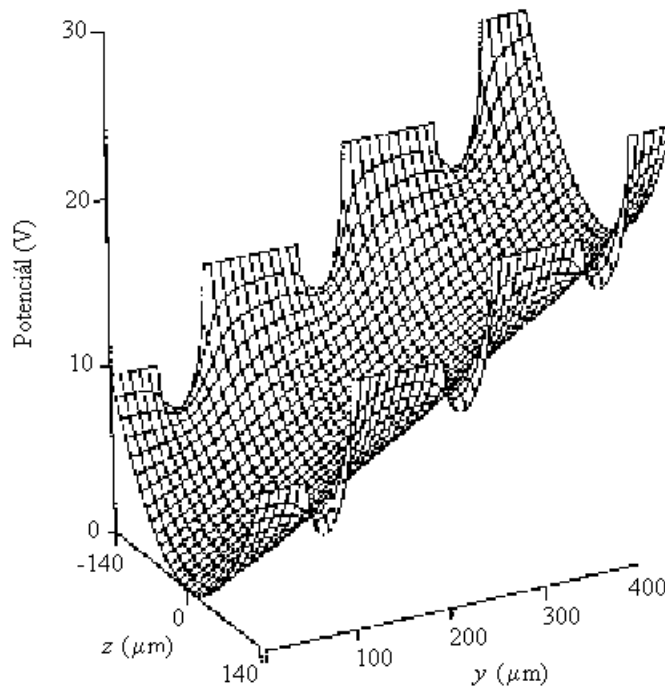


Obrázek 8: Nákres části SSD[1]

### 3.3 Křemíkový stripový detektor

Křemíkový stripový detektor je umístěn na dvou vnějších vrstvách ITS a je důležitý pro návaznost trajektorií poskytnutých ITS a TPC (Time Projection Chamber), dále podává informaci o  $dE/dx$  pro identifikaci částic s nízkou hybností.

Vrstvy stripového detektoru jsou umístěny na poloměrech 39,1 cm a 43,6 cm. Vlastní detektory jsou dvoustranné s prostorovým úhlem 35 mrad a každý detektor má aktivní plochu 73 mm  $\times$  40 mm. Implantované proužky detektoru svírají se stranou dlouhou 40 mm úhel 17,5 mrad, proto je vzor na detektoru tvořený jednotlivými jeho proužky stejný jak na straně p, tak na straně n. Malý prostorový úhel je vzhledem k limitu počtu nejednoznačností při předpokládané vysoké hustotě částic v pořádku. Stripový detektor je do ITS zabudován tak, aby jeho proužky byly přibližně rovnoběžné s magnetickým polem. Nákres části křemíkového stripového detektoru se nachází na obrázku 8.



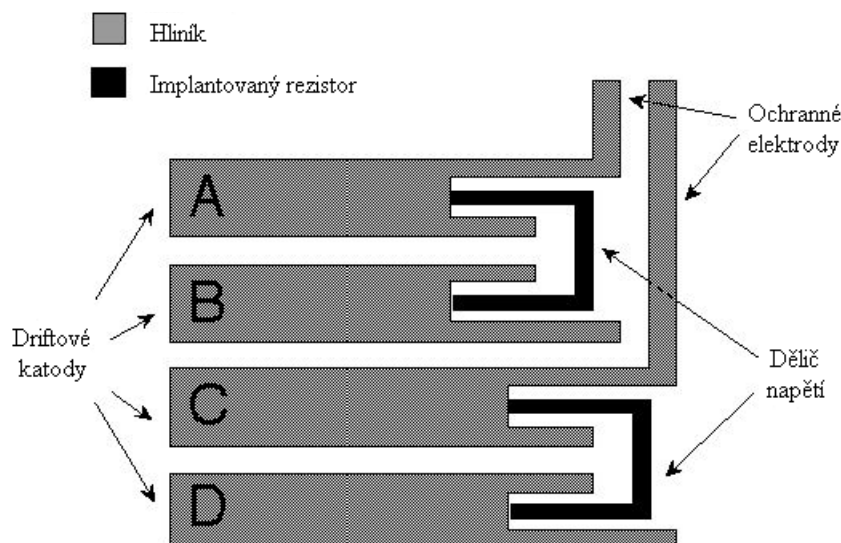
Obrázek 9: Potenciální energie elektronů v rovině detektoru  $y$ - $z$ [1]

## 4 Analýza driftového pohybu v křemíkovém driftovém detektoru SDD

### 4.1 Obecný popis SDD

Na obrázku obr. 9 se nachází parabolický potenciál elektrického pole uvnitř driftového detektoru, ve kterém se mrak složený ze záporně nabitých elektronů pohybuje konstantní rychlostí a nese informaci o souřadnici místa dopadu nabitě částice na detektor. Doba driftu rozdělení náboje a pozice elektrod sbírajících náboj poskytují jednoznačnou informaci ke stanovení obou souřadnic s přesností lepší než  $30 \mu\text{m}$  a rozlišení dvou různých drah lepší než  $300 \mu\text{m}$  [1]. Díky nízké kapacitě výstupních anod je dosaženo optimálního energetického rozlišení.

Lineární SDD, zobrazený na obr. 7, je složen ze sérií rovnoběžně položených driftových katod (jedná se o  $p^+$  implantované proužky na vrstvě křemíkového substrátu typu  $n$ ), nanesených na obou stranách detektoru. Jejich funkcí je zcela vyprázdnit celý objem detektoru a poskytovat tak konstantní elektro-



Obrázek 10: Dělič napětí sestavený z rezistorů vytvořených jako implantované tenké proužky vložené u každé driftové katody[1]

statické pole rovnoběžné s povrchem destičky pro vytvoření driftové oblasti. Driftové katody jsou napájeny prostřednictvím vysokonapěťového děliče napětí, umístěného přímo na destičce detektoru.

Uvedená integrace vysokonapěťového děliče umožňuje minimalizaci externích konektorů detektoru. Dělič napětí lze vytvořit buď z vysokooodporových  $p^+$  implantátů nebo polykřemíkových rezistorů, jak je ukázáno na obr. 10. Umístění děliče napětí přímo na destičce detektoru také vede ke zlepšení dlouhodobé stability a výkonu detektoru.

Ochranné katody slouží k postupnému snižování rozsahu vysokého potenciálu na driftových katodách směrem k potenciálu země v oblasti  $n^+$  okraje detektoru. Obvykle je poslední driftová katoda (nejbližší anodě) napájena externě a slouží k odklonění driftujících nábojů ze středu destičky směrem k povrchu, kde jsou sebrány polem  $n^+$  anod.

Rychlost driftu v SDD je velice citlivá na kolísání teploty křemíkového substrátu, okolo  $1\%/K$  při pokojové teplotě [1]. Proud tekoucí integrovaným vysokonapěťovým děličem vytváří v citlivé oblasti SDD teplotní gradienty, a proto je nutné monitorovat rychlost driftu pro kalibraci doby driftu u každé anody při kolísání teploty. Toho je dosaženo vhodně navrženou strukturou nábojových injektorů.

Lokální porucha v SDD, způsobující průtok velkého proudu může učinit celý detektor nepoužitelný. Pokud se porucha nachází v driftové oblasti, je elektronová složka tohoto proudu sebrána až na konci oblasti driftu  $n^+$  an-

odami, zatímco komponentu složenou z děr odvedou nejbližší driftové katody. Vstupem do driftových katod, vysokonapěťového děliče a ochranných katod je děrový proud přidán k proudu tekoucímu vysokonapěťovým děličem a může tak podstatně změnit rozdělení potenciálu na driftových katodách. Lineární rozdělení potenciálu na vysokonapěťovém děliči je nezbytné k udržení konstantního elektrického pole, proto je rozhodující výběr hodnot implantovaných rezistorů. Jejich nízká hodnota vede k velkému proudu tekoucímu děličem a tím k větším teplotním gradientům, ale také by tento proud měl být dostatečně velký v porovnání se svodovým proudem děr z proudu generovaného lokálními poruchami.

## 4.2 Návrh konečné verze SDD

Detektor je vyroben z 5 palců dlouhých destiček z NTD (Neutron Transmutation Doped) křemíku s měrným odporem  $3 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$  a tloušťkou  $300 \text{ }\mu\text{m}$ . Aktivní plocha je  $7,02 \times 7,53 \text{ cm}^2$ , což je 83% celkové plochy a je rozdělena na dvě přilehlé, 35 mm dlouhé oblasti driftu. Driftující náboj je sebrán prostřednictvím 256 anod, které mají rozteč  $294 \text{ }\mu\text{m}$  [5].

Pro sledování konstantosti rychlosti driftu v citlivé oblasti a pro kalibraci doby driftu při kolísání teploty je využito injektování náboje ve známém místě na detektoru. Za tímto účelem jsou v SDD použity MOS injektory, ve kterých jsou aplikací vhodného záporného impulsu na řídicí elektrodu elektronů předem shromážděné v potenciálovém balíku injektovány do objemu detektoru. SDD je vybaven třemi sloupci o 33 MOS nábojových injektorech pro každou driftovou oblast.

## 5 Shrnutí a závěr

V práci jsou nastíněny základní poznaty ohledně pohybu volných nosičů náboje v krystalové mřížce polovodičových materiálů, zejména v křemíku. Dále obsahuje rovnice popisující dynamiku pohybu elektronů v křemíku, obecný popis vnitřního dráhového systému (ITS) detektoru ALICE a podrobnější popis konstrukce a vlastností křemíkového driftového detektoru (SDD) použitého v ITS.

Pro simulace pohybu elektronů v driftovém detektoru se ke konstrukci potenciálu elektrického pole uvnitř polovodičového materiálu detektoru používá program *posibin*, numericky řeší Poissonovu rovnici 43 pro potenciál elektrického pole. Výše zmíněné elektrické pole působící na elektrony driftující v detektoru lze poté numericky vypočítat na základě vztahu 42 a podle této informace je možné např. vypočítat délku doby driftu elektronů vytvořených průletem nabitě částice detektorem od jejich vytvoření do sběru na sběrných anodách. Tyto simulace při různých lokálních poruchách elektrického pole budou námětem pro moji následující práci.

## Reference

- [1] CERN: ALICE Technical Design Report of the Inner Tracking System (ITS), 1999
- [2] B. Van Zeghbroeck: Principles of Semiconductor Devices, 2004
- [3] Emilio Gatti, Antonio Longoni, Pavel Rehak, Marco Sampietro: Dynamics of Electrons in Drift Detectors
- [4] E. Gatti, A. Longoni, M. Sampietro, A. Castoldi, A. Vacchi, P. Rehak: Electron Injection in Semiconductor Drift Chambers, 1990
- [5] S. Kushpil, E. Crescio, P. Giubellino, M. Idzik, A. Kolozhvari, V. Kushpil, M.I. Martinez, G. Mazza, A. Mazzoni, F. Meddi, D. Nouais, V. Petráček, C. Piemonte, A. Rashevsky, L. Riccati, A. Rivetti, F. Tosello, A. Vacchi, R. Wheadon: Beamtest results of the irradiated Silicon Drift Detector for ALICE, 2005
- [6] Vojtěch Petráček, Vojtěch Hanzal, Svetlana Kushpil, Vasilij Kushpil, Pavel Rehak, Michal Šumbera, Pavel Tlustý, Dalibor Zákoucký: Large Area Silicon Drift Detector Prototypes for Experiment ALICE
- [7] Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, Matthew Sands: Feynmanovy Přednášky z Fyziky, 1977