

Fakulteta za strojništvo
Univerza v Ljubljani

(podiplomski študij, 2. seminar)

Pojavi nastanka navidezne katode v različnih razelektritvenih pogojih znotraj plazemskih diod

Avtor:

Janez Krek

Mentor:

doc. dr. Leon Kos,

Somentor:

prof. Jože Duhovnik,

Ljubljana, 9. 12. 2014

Kazalo

1	Uvod	4
1.1	Splošno	4
1.2	Naloga	5
2	Teoretične osnove	7
3	Simulacije procesov v diodi	9
3.1	Metoda Direct Sum (DS)	9
3.2	Metoda Partice-In-Cell (PIC)	9
3.3	Metoda treecode (TC)	11
4	Rezultati simulacij	13
4.1	2D elektro-dinamične PIC simulacije	13
4.2	Določitev meje med plazmo in plaščem	16
4.3	Primerjava profilov potenciala PIC in TC pod zunanjo napetostjo	17
4.4	Virtualna katoda brez zunanje napetosti	18
5	Zaključek	20

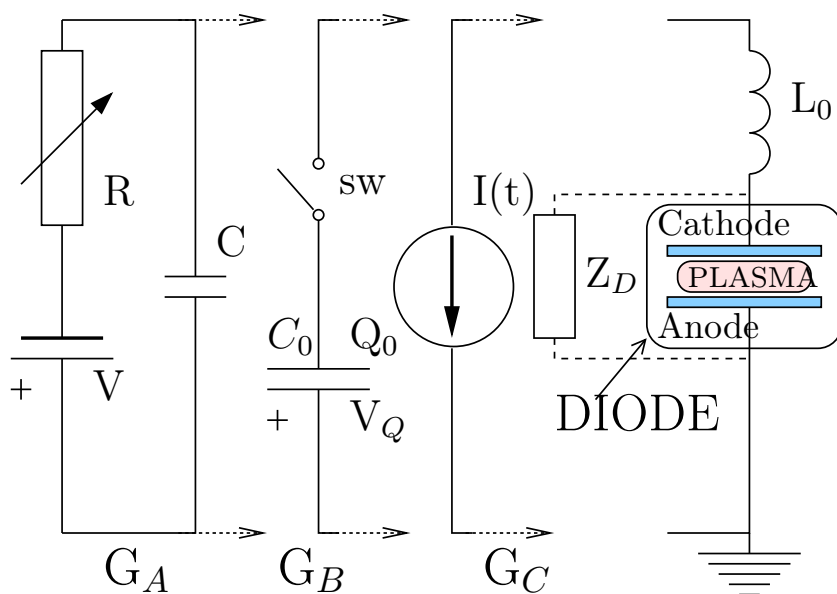
1 Uvod

1.1 Splošno

Za plinsko diodo se, v odvisnosti od geometrije in namena, v literaturi in dokumentih uporablja različna poimenovanja. Dioda je v osnovi sestavljena iz dveh elektrod, katode in anode (slika 1). Ena od elektrod, navadno katoda, je načrtovana tako, da emitira elektrone kot glavne nosilce električnega toka skozi medelektrodni prostor. Ta pa je, načeloma, napolnjen z izbranim plinom ali mešanico plinov. Plin ima točno določen tlak, da električna energija iz zunanje ovezje omogoča spodbujanje oz. vzdrževanje načrtovanih fizikalnih procesov.

Praviloma je delovanje plinskih diod povezano s pojavom ioniziranja plina ter formiranja plazme v medelektrodnom prostoru, tako v prehodnih kot v periodično-vzbujajočih, pulznih in stacionarnih režimih. Kateri režimi se vzpostavijo v diodi je odvisno od tega ali je dioda konstruirana v funkciji električnega vezja (kot plinski odvodnik električnih prenapetosti v omrežjih) ali obratno, za npr. ustvarjanje elektromagnetnih valov (sevanj), navadne ali koherentne (laserske) svetlobe, proizvodnje curkov naelektriziranih delcev proizvodnjo novih materialov in struktur (nanotube in fulereni). Uporabljajo se lahko tudi za nuklearne procese oziroma proizvodnjo neutronov in novih izotopov. Tako konstrukcija diode kot zunanji tokokrog morajo biti načrtovani za vsak namen posebej.

Nekaj najbolj enostavnih vezav zunanjih električnih vezij prikazuje slika 1: eksperiment in uporaba za osnovno razelektritev pri enosmerni napetosti v cevi (G_A), Dense Plasma Focus (DPF) naprave (G_B) in naprave za industrijsko testiranje zaščite proti strelji (G_C).



Slika 1: Različni tipi zunanjega električnega vezja (za uporabo v raziskavah in za uporabo v raziskavah in končnih izdelkih) poleg shematske predstavitve diode s plazmo.

Vezava G_A predstavlja napravo za osnovno preizkusno napravo za hkratno umerjanje toka in napetosti glede na klasično enosmerno karakteristiko tok-napetost (DC current-voltage). Karakteristika je zapletena funkcija, kjer je za eno vrednost napetosti možnih več vrednosti toka (*multivalued function*) in v kateri ključno vlogo igra vrednost upora \mathbf{R} , medtem ko zunaj kondenzator ne dovoli (sprejme nase) prehod izmeničnih napetosti v sistem (npr. [1]).

Vezava G_B se uporablja v primerih, kjer se zahteva zelo hiter prenos v kondenzatorju nakopičene energije v majhno področje ([2]), kjer se skupaj pojavijo električna, magnetna in kinetična energija. Vrste in velikosti posameh vrst energij je samodejno določeno glede na geo-

metrijo diode, materiala elektrod, lastnosti plina med elektrodama, karakteristik kondenzatorja (C_0) in stikala (sw) ter impedanca (L_0 in/ali Z_{D0}).

Vezava G_C je najbolj pogosto načrtovana skupaj z “idealnim” generatorjem toka $I(t)$ z osnovno zahteva, da dioda deluje za zelo visoke tokove in napetosti v kratkem intervalu (npr. med 10 in 350 μs potem, ko se zazna predpisana napetost) deluje kot “kratek stik” (odvodnik), drugače pa kot neskončno velik upor. To je ravno nasprotno kot pri vezavi G_B , saj je zahteva, da se zunanja energija v čimkrajšem času sprostí s čimmanjšimi notranjimi izgubami.

Zgoraj predstavljeni eksperimenti diod in uporaba diod v praksi preizkušeno delujejo, vendar je napredek pri popisu zakonov znotraj diod in optimizaciji njihovega delovanja zelo počasen. Ne samo, da v zadnjih letih ni bilo predstavljenih novih rešitev, osnovi fizikalni vidiki razelektritve ostajajo nepojasnjeni v velikem številu uporabljenih naprav. To je posledica tega, da imajo procesi znotraj plinov, materialnov in plazme v teh napravah preveliko število parametrov, so fizikalno zapleteni in tako zakrivajo eden drugega.

To pa je že razvidno iz strukture osnovnih enačb, ki popisujejo te procese, te pa so Newtonne enačbe za vsak posamezni delec (na položaju \mathbf{r}_i):

$$(1) \quad m_i \ddot{\mathbf{r}}_i = e_i [\mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) + \dot{\mathbf{r}}_i \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_i, t)] + \mathbf{F}_i,$$

kjer je $i = 1, 2, \dots, N$ indeks delca in N število delcev v sistemu. Enačbe polj, ki na te delce delujejo [3], so:

$$(2) \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) = - \left[\nabla \Phi(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \right]_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_i}$$

$$(3) \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}_i, t) = [\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)]_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_i}$$

kjer so količine Φ (skalarni potencial) in \mathbf{A} definirane kot

$$(4) \quad \Phi(\mathbf{r}_i, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^{N-1} \frac{e_j \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}$$

$$(5) \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}_i, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \sum_{j=1}^{N-1} \frac{e_j \dot{\mathbf{r}}_j \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}$$

pravzaprav rezultat delovanj vseh delcev hkrati v poljubni točki sistema. Seveda je za reševanje takega sistema potrebno definirati še zunanje in notranje (mikroskoske) sile \mathbf{F}_i (medsebojni trki delcev), eventuelne kemične in nuklearne vire in vrelce delcev ter začetne in robne pogoje.

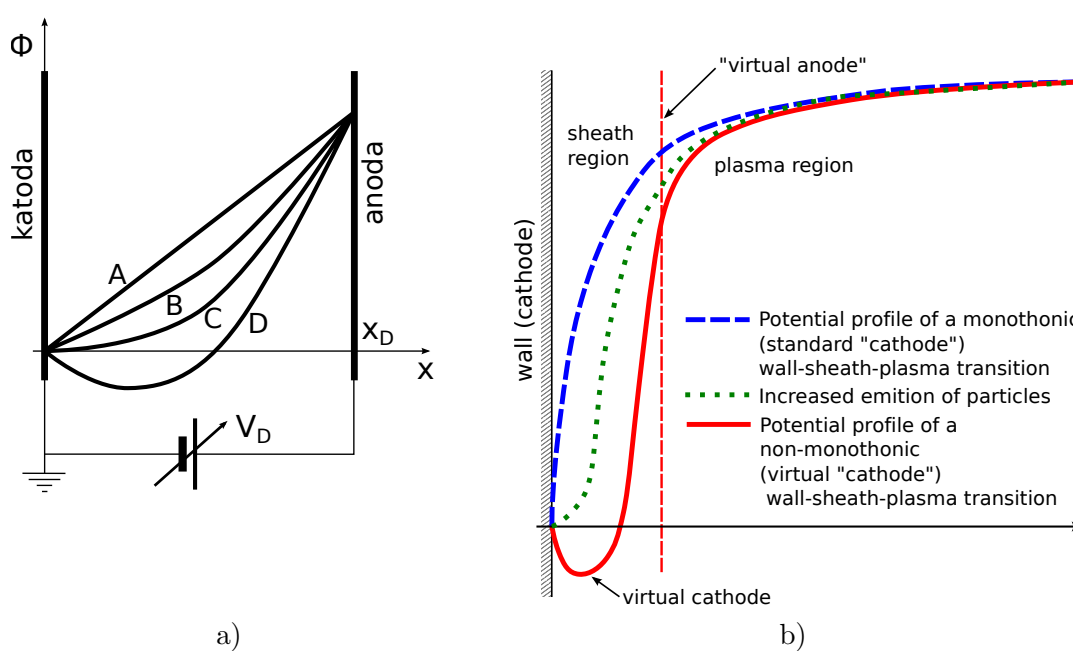
1.2 Naloga

Laboratorij LECAD s tujimi in domačimi partnerji sodeluje v fuzijskih in tehnoloških projektih, del katerih so numerične simulacije. Naloga je bila z metodami numeričnih simulacij reševati primere lokaliziranih elektrostatskih struktur med dvema elektrodama, od katerih vsaj ena (ponavadi imenovana kot katoda) emitira na svoji površini elektrone. Emitiranje elektronov se zgodi bodisi zaradi kontrolirane termalne emisije, bodisi zaradi trkov delcev plazme s površinami.

Diagnostične, modelne in simulacijske težave v domeni lokaliziranih elektrostatskih struktur nastanejo zaradi močnih gradientov polj in delcev ter prerazpodelitve energij. Praktično nemogoče jih je popisati s takoimenovanimi fluidnimi modeli, dodatne težave pa povzročajo dejstvo, da se emitiranju delcev ni možno izogniti. Večje emisije delcev pripeljejo do formiranja ne-monotonih elektrostatskih pojavov z minimumom potenciala znanega kot virtualna katoda.

Pojav je možno zaznati tako v primerih diode pri zanemarljivi prisotnosti plina brez plazme (slika 2a) in ko je plazma že formirana.

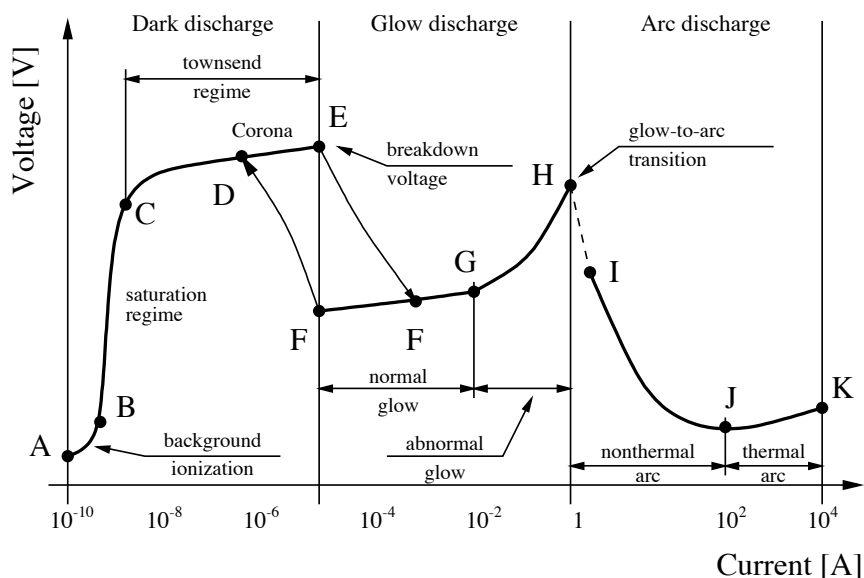
Na sliki 2a krivulje prikazujejo profile potenciala pri različnih vrednosti emisije elektronov: krivulja A za primer zanemarljive vrednosti, krivulja B za primer povečane emisije, krivulja C za primer kritične vrednosti (primer nične vrednosti električnega polja) in krivulja D za primer nadkritične vrednosti emisije (nastanek virtualne katode). V primeru, da so izpolnjeni pogoji za zadostno ionizacijo (zaradi emitiranih elektronov ali zaradi zunanjih virov) sistem s slike 2a lahko preide v stanje na sliki 2b, kjer se lahko pojavijo podobni profili potenciala, vendar v tem primeru celo z *navidezno anodo*. Sam pojav se ne pojavlja le v tistih plinskih plazemskih napravah, ki so narejene po preprostem obrazcu katoda-anoda, ampak tudi v bolj zapletenih napravah, kot so fuzijske naprave z elektrostatskim konfiniranjem plazme (Inertial Electrostatic Confinement: IEC) [4] in dinamičnim elektromagnetnim poljem (efekt sneženega pluga - snowplow-effect, npr. Dense Plasma Focus [5], Double/Triple Plasma Devices [6], itd).



Slika 2: Shematska ponazoritev področij katoda-plašč-plazma.

2 Teoretične osnove

S plinom polnjena dioda predstavlja enega najstrebših in najbolj raziskanih problemov s področja fizike plazme. S plinom polnjena dioda ima zelo širok spekter uporabe, ki se razteza od osnovnega elementa v visokonapetosnih vezjih in napravah, pri proizvodnji novih materialov, izotopov in ionskega snopa ter kot glavna posoda pri napravi za jedrsko fuzijo. Celo v najbolj preprostih izvedbah diode kot je cev napolnjena s plinom, je fizika in razlaga procesov znotraj diode zelo zapleteno. To pa ponazarjamo s sliko 3 kjer so razvidni različni režimi delovanja diode, pri čemer



Slika 3: Različna stanja pri razelektritvi v plinski diodi.

del A-B ustreza zelo majhni gostoti prostorske razporeditve naboja (ni plazme in se dioda obnaša kot da je vakuum) in procese v diodi je možno popisati z osnovnim Child-Langmuir zakonom:

$$(6) \quad J = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V_a^{3/2}}{d^2}$$

ki pa v primeru močne emisije (vroča emitijoča katoda) lahko preide v virtualno katodo, ki jo popišemo z bolj zapletenimi modeli, kot je predstavljeno v [7, 8]. Če pa so procesi ionizacije z začetnimi elektroni zadostni (oziroma je t.i. "pd-produkt pritiska in dolžine diode dovolj velik), se ustvarijo pogoji za formiranje plazme (režim F-G). Načeloma ioni iz plazme nevtralizirano elektrone iz območja virtualne katode in katoda izginje. Stopnjo emisije elektronov iz vroče katode popišemo z Richardsonovo formulo:

$$(7) \quad J = A_G T^2 e^{-\frac{w}{kT}}$$

kjer je:

A_G : je konstanta, definirana kot $A_G = \lambda_R \cdot A_0$,

λ_R : je odvisen od materiala in ima vrednost okoli 0.5,

A_0 : $A_0 = 1.20173 \cdot 10^6 \frac{A}{m^2 K^2}$

T : je temperatura površine emitiranja,

w : delovna funkcija ("work function") materiala (minimalna potrebna energija za izbitje delca s površine določenega materiala)

k : je Boltzmannova konstanta ($1,38 \cdot 10^{-23} J/K$ ali $8,617 \cdot 10^{-5} eV/K$).

Vendar v primeru pojava plazme je neizogiben proces novega tipa emisije elektronov in sicer zaradi pospeševanja ionov v plašču ter trkov s površino, ustvarijo sekundarni elektroni. Če gostota sekundarnih elektronov narašča (kar je odvisno tako od gostote plazme kot od površine stene/elektrode) in doseže določeno kritično hitrost [9], space charge lahko standardni (monotoni) plašč preide v nemonotono strukturo - virtualno katodo, tako kot se to dogaja v double-plasma devices [6]. V primeru da katoda ni vroča, je ta mehanizem glavni pri vzdrževanju "glow discharge". Pri fuziji pa je izjemnega pomena pri fiziki divertorskih plošč (t.i. plasma-wall-transition (PWT) problem). Poleg mehanizmov vroče katode in sekundarne emisije zaradi trkov, v plazmi nastane mehanizem emisije elektronov zaradi močnega električnega polja, ki ga popisujemo z Fowler-Nordheimovo enačbo emitiranja:

$$(8) \quad J(x) = A \frac{(\beta E)^2}{\Phi_w} e^{-\frac{B\Phi^{3/2}}{\beta E}}$$

kjer je:

- Φ_w - delovna funkcija materiala (minimalna potrebna energija za izbitje delca s površine določenega materiala); za baker ima vrednost 4.4
- $A = 1.5414 \cdot 10^{-6 + \frac{4.52}{\sqrt{\Phi}}}$
- $\beta = 300$ - faktor ojačanja polja, ki je navadno odvisen od oblike površine
- $B = 6.53 \cdot 10^9$

Znano je, da se zelo močna polja ustvarijo v kontaktu plazme z materialom oz. v klasičnem monotonem plazma plašču, zato je pomembno raziskati plašč v prisotnosti plazme. Če je eden ali vsi naštetih mehanizmi sekundarne emisije dovolj močni, je možen scenarij formiranja virtualne katode tudi brez dovolj vroče katode, kot je v članku [6].

V primeru presežka pozitivno ali negativno nabitih delcev v plazmi ali v okolici trdnih teles, se pojavijo notranje elektrostatične strukture, ki želijo stanje sistema povrniti v neutralno stanje. V diodah obstajata dva načina za formiranje, razumevanje in uporabo teh struktur v različnih napravah oziroma aplikacijah. Prvi način, teoretični in/ali eksperimentalni način, se prične s praznim sistemom (sistemom brez plina med ploščami in brez delcev v sistemu) in preko izbire vezave zunanega vezja in napetosti na stenah sistema, dosega željene pogoje/efekte volumske razporeditve delcev (slika 2a).

Drug način se prične s sistemom v katerem je plazma že ustvarjena in se zaradi pospeševanja ionov v plašču ter trkov s površino, ustvarijo sekundarni elektroni. Če gostota sekundarnih elektronov narašča (kar je odvisno tako od gostote plazme kot od površine stene/elektrode) in doseže določeno kritično hitrost [9], space charge lahko standardni (monotoni) plašč preide v nemonotono strukturo - virtualno katodo, tako kot se to dogaja v double-plasma devices [6]. V bistvu je ta mehanizem osnovni pri vzdrževanju "glow discharge" (glej sliko 3). Pri fuziji pa je izjemnega pomena pri fiziki divertorskih plošč (t.i. plasma-wall-transition (PWT) problem).

Popisani fenomeni so karakteristični za stacionarne razelektritve. V primeru dinamičnih režimov je situacija zaradi pojava lastnega magnetnega polja in lokaliziranih elektromagnetnih struktur dosti bolj zapletena.

3 Simulacije procesov v diodi

Simulacijske kode (aplikacije, programi) za opis stanja in procesov v interesnem območju lahko uporabljajo različne matematične metode, ki spadajo med kinetične modele, fluidne modele ali kombinacijo obeh modelov. Pri kinetičnem modelu metoda temelji na popisu gibanja posameznega delca plina (mikroskopski popis plina/sistema), pri fluidnem modelu pa metoda temelji na popisu fluida/plina v celoti (makroskopski popis plina/sistema).

Z razvojem in neprestanim povečevanjem zmogljivosti računalnikov, se je zelo razširila uporaba kinetičnega modela simulacij. Kinetični modeli temeljijo na uporabi enačb in modelov za popis gibanja posameznega delca glede njegovo stanje (maso, hitrost, naboj) in okolico (zunanje pogoje). Enačbe popisujejo medsebojni vplivi delcev in vpliv zunanjih dejavnikov na posamezni delec ali na skupino delcev. Postopek je iterativni in enačbe se vedno rešujejo za trenutni čas v sistemu. Nato se izračunajo "neznane vrednosti", "sistemski" čas se "premakne" naprej za predpisano vrednost in postopek izračuna se ponovi (slika 5). Iteracija (ponavljanje izračunov) se nadaljuje do dosega željenega časa ali rezultata.

3.1 Metoda Direct Sum (DS)

Metoda "Direct Sum" je matematična metoda pri kateri se sistem enačb (1) reši neposredno za vse delce v sistemu. Enačbe se določijo za vsak delec v sistemu posebej - to pomeni, da za sistem z N delci potrebno izračunati (rešiti) N^2 enačb - časovna zahtevnost metode je tako $O(N^2)$ (čas potreben za rešitev enačb se povečuje s kvadratom števila delcev v sistemu). Ker je postopek reševanja iterativen, se enačbe rešuje v vsakem računskem koraku simulacije, kar na koncu predstavlja veliko število korakov in računov. Metoda je najbolj natančna od naštetih metod, vendar tudi najbolj časovno in spominsko zahtevna metoda. Metoda omogoča dobro paralelizacijo simulacijskih kod na zadnjih generacijah strojne opreme (nVidia GPU, Intel Xeon Phi, HPC clusters). Stopnja paralelizacije in učinkovitosti s povečevanjem števila računskih procesorjev/jeder (*scalability*) je v veliki meri odvisna od zapletenosti kode in kako natančne fizikalne modele koda uporablja. Tako se za manjše primere (do npr. 50.000 delcev, odvisno od strojne opreme) uporablja pogosto metoda, saj je možno s poganjanjem simulacij na namenskih grafičnih karticah (GPU) simulacijo poganjati v realnem času.

Poenostavljena enačba za izračun sile na delec i se lahko, ob predpostavki izpustitve magnetnega polja, zapiše kot:

$$(9) \quad \vec{F}_{i,total} = \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^N \frac{q_j}{(r_i - r_j)^2}$$

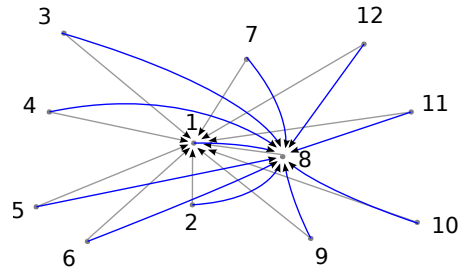
kjer je q_i naboj delca i , q_j naboj delca j , r_i položaj delca i , r_j položaj delca j , N je število delcev v sistemu, i indeks trenutnega delca in $j = (1, 2, \dots, N)$ in $j \neq i$.

Vsota posameznih sil na delec na položaju i je vsota po vseh delcih. Ker se sila izračuna za vsak delec v sistemu, se enačba (9) izračuna N -krat, kar naredi celotni izračun velikostnega razreda $O(N^2)$. Vpiv delcev na sosednje delce v sistemu je grafično (shematsko) predstavljen na sliki 4 (zaradi razvidnosti so narisane le povezave na dva delca - na delca številka 1 in 8).

3.2 Metoda Partice-In-Cell (PIC)

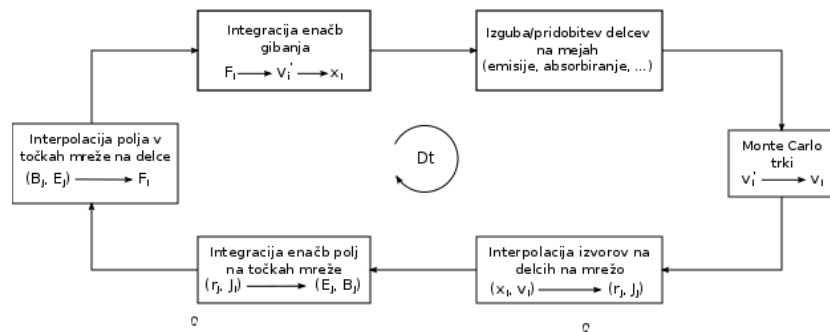
Metoda "Particle-In-Cell" je razširjenja simulacijska metoda za reševanje posebne diferencialne enačbe - Poissonova enačba (10).

$$(10) \quad \nabla^2 \varphi = -\frac{\rho_f}{\epsilon}$$



Slika 4: Shematska predstavitev vplica vseh delcev na delca 1 in 8.

Metoda je bila razvita okoli leta 1955 in je z razvojem in povečanjem dostopnosti računalnikov postala zelo priljubljena. V sistemu velikosti N (N je število delcev v sistemu) je časovna zahtevnost metode $O(N \log N)$. Glavno zanko metode, v shematski obliki, prikazuje slika 5.



Slika 5: Glavna zanka metode PIC.

Metoda za simuliranje večjega števila delcev v sistemu uporablja t.i. “superdelec”. Vsak superdelec v simulaciji zamenja enega ali več “realnih” delcev - razmerje je lahko tudi 1 superdelec za 10^6 “realnih” delcev. Računalniške kapacitete, tako procesorske kot tudi pomnilniške, so omejene in z uporabo superdelcev je možno s PIC metodo simulirati procese v plazmi - ti sistemi imajo lahko do 10^{17} realnih delcev (10^{10} superdelcev).

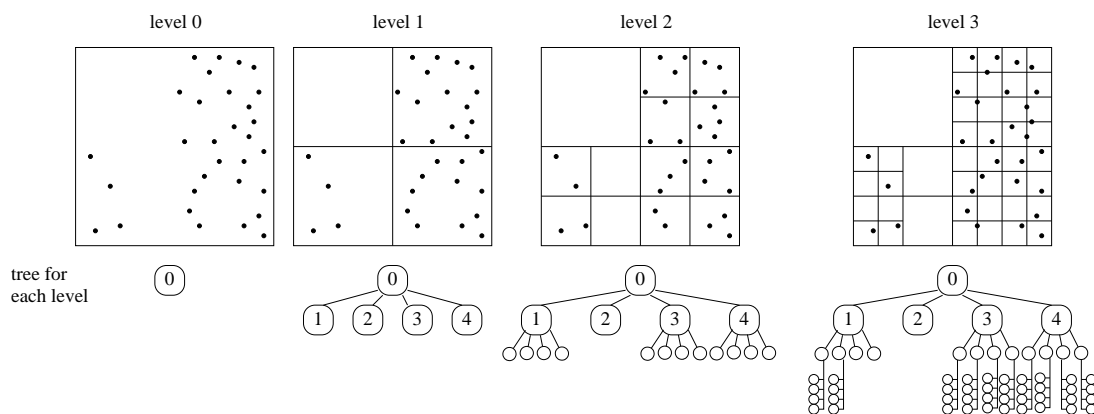
Primer simulacijskih kod, ki uporabljajo PIC metodo, je skupina simulacijskih kod laboratorija PTSG z Michigan State University (prej University of California, Berkeley). Kode zajemajo 1D (OOPD1, PYPD1) in 2D kode (XOOPIC), ki se neprestano razvijajo in se jim dodaja nova funkcionalnost, nove metode in modeli.

3.3 Metoda treecode (TC)

Tree-code metoda spada v skupino brez mrežnih metod, ki za delovanje ne potrebujejo mreže. S tem se poenostavi uporaba metode v zapletenih sistemi, kjer je določitev mreže časovno zahtevno opravilo. Treecode metoda se je najprej uporabljala v astronomiji, kjer je omogočala enostavno simulacijo gibanja planetov [10].

Metode v tej skupini za izboljšanje zmogljivosti uporabijo princip združevanja delcev v gruče - oddaljena gruča delcev na trenutni delec vpiva kot en ustrezno velik delec (gručo delcev se zamenja z enim ustreznim večjim delcem) in s tem se število potrebnih računanj zmanjša). S tem se, za nekatere - najboljše - primere, časovna zahtevnost metode zmanjša na $O(N)$ (precejšnje zmanjšanje v primerjavi z $O(N^2)$ pri DS).

Gruče se generirajo v vsakem simulacijskem koraku posebej, saj se položaji in naboji delcev med simulacijo spreminjajo. Delce v sistemu se v gruče razdeli tako, da je vsak delec le v eni gruči (na enem nivoju, slika 6) in delci so po koncu razdeljeni v drevesno strukturo. Pospešitev v hitrosti izračuna metoda pridobi s tem, da se vrednosti za gruče (center gruče in naboj gruče) izračuna le enkrat v simulacijskem koraku in se uporabi pri izračunu sile za vse delce sistema za trenutni simulacijski korak (čas).

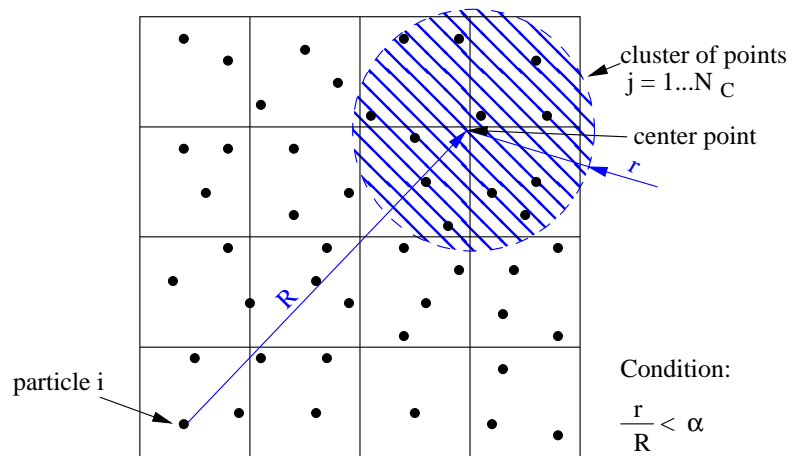


Slika 6: Generiranje drevesne strukture delcev in razdelitev sistema na domene in poddomene.

Za uporabo gruč pri izračunu sil na posamezen delec (in nato iz sile in položaja delcev tudi vse ostale veličine), se v enačbi (9) vsoto nabojev delcev (znotraj gruče) zamenja z ustreznim nabojem gruče glede na enačbo (11). Ob je potrebno upoštevati, da lahko tree-code metoda upoštva le, če je delec “zelo daleč” od centra gruče (slika 7). Če sta delec in gruča preblizu, se pri izračunu uporabi metodo za “Direct Sum”.

$$(11) \quad q_C = \sum_{j=1}^{N_C} q_j, \text{ in center gruče: } x_C = \frac{1}{N_C} \sum_{j=1}^{N_C} x_j$$

kjer je N_C število delcev v gruči in j je indeks po vseh delcih v gruči.



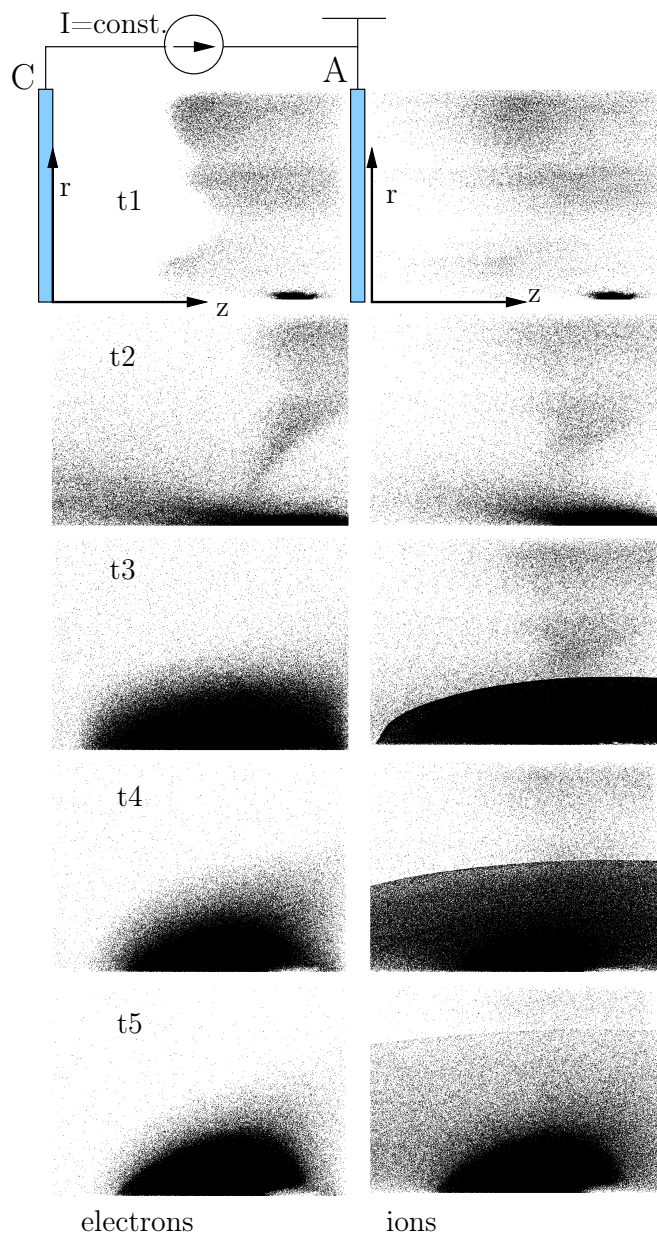
Slika 7: Določanje gruče delcev in oddaljenost gruče od trenutnega delca v izračunu.

4 Rezultati simulacij

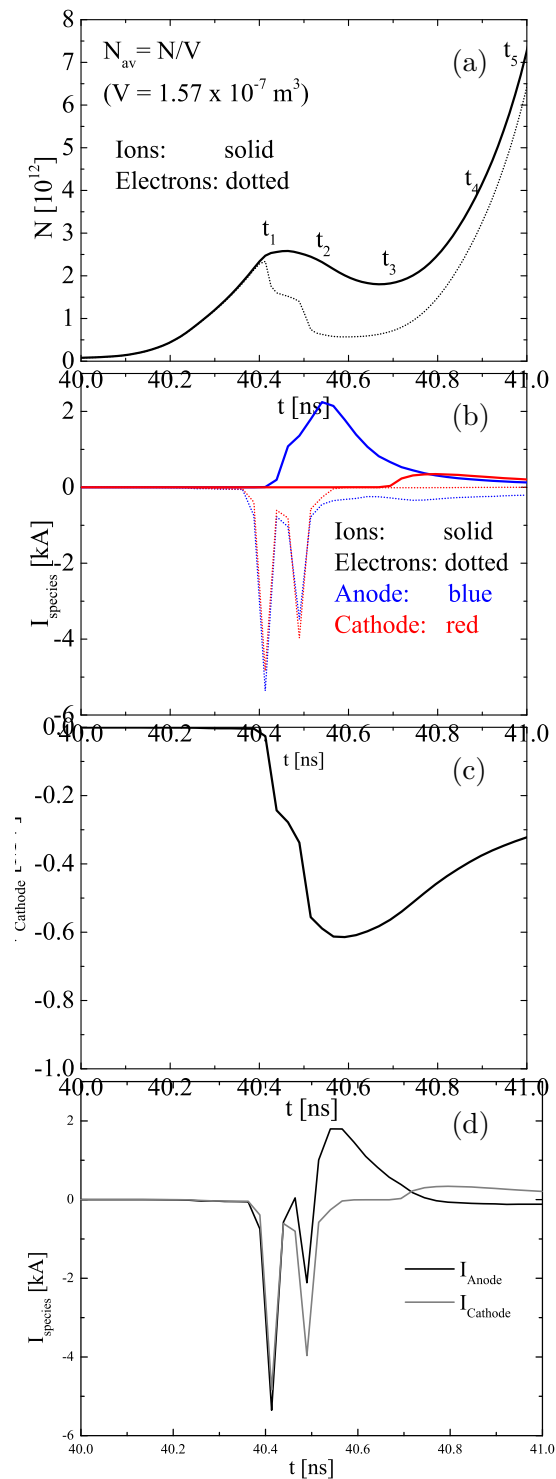
4.1 2D elektro-dinamične PIC simulacije

V prvem primeru smo simulirali dinamične procese v planarni diodi, v kateri je bil plin pod visokim pritiskom, zunanje vezje pa je bilo idealni tokovni generator. Simulacijo smo naredili z 2D simulacijsko kodo XOOPIC. Rezultati so pokazali, da se v diodi pojavljajo zelo hitre spremembe (slika 9b) in s tem zelo veliki gradienti. V diodi nastanejo (po velikost) zelo veliki tokovi, t.i. premikalni tokovi, ki so posledica prej omenjenih gradientov.

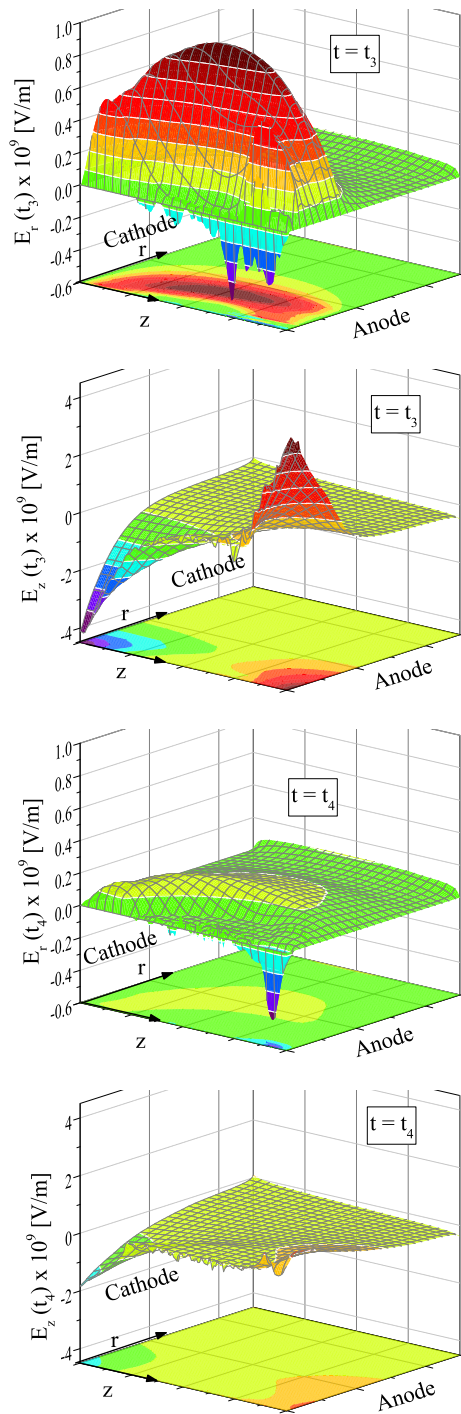
Simulacijski modeli v XOOPICu ne vsebujejo (popisujejo) vseh fizikalnih modelov, saj se pri simulaciji zanemari vektorski potencial magnetnega polja $\mathbf{A}(\mathbf{r}_i, t)$ (enačba 5) in s tem tudi $\mathbf{B}(\mathbf{r}_i, t)$ (enačba 3).



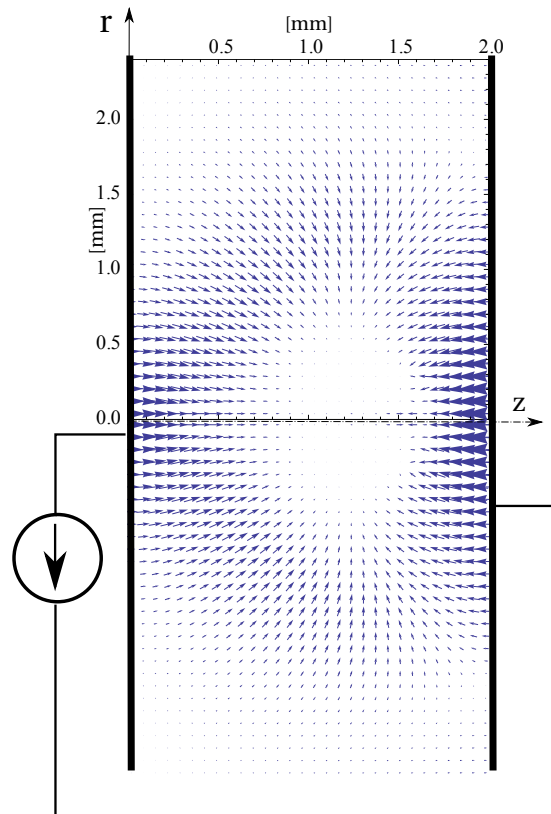
Slika 8: Število elektronov (prvi stolpec) in ionov (drugi stolpec) v različnih trenutkih (časih) razelektritve.



Slika 9: Skupno število ionov in elektronov (a), ionski in elektronski prevod električnega toka na katodi in anodi (b), potencial katode (c) in skupna prevodnost električnega toka na elektrodah.



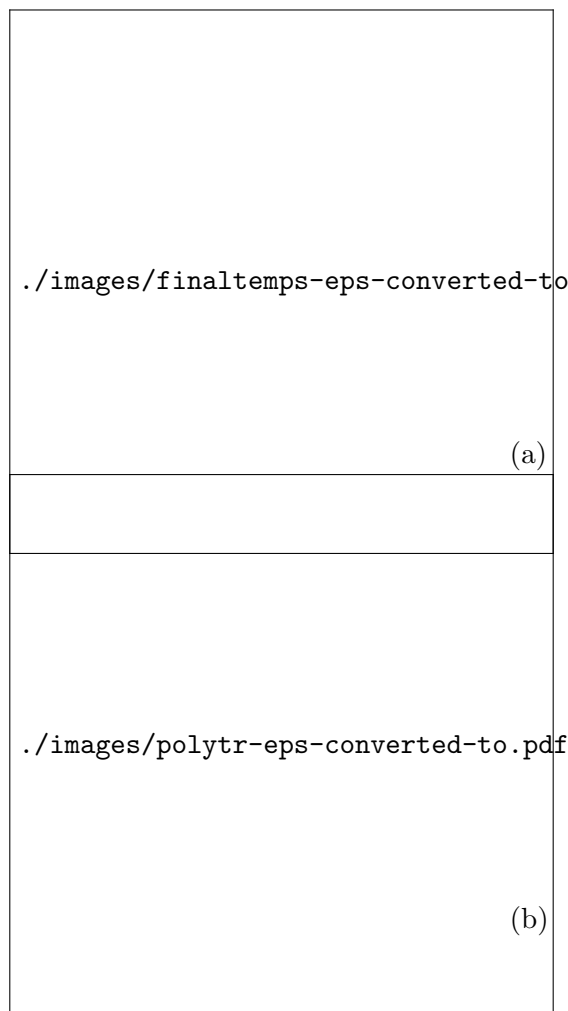
Slika 10: Profili električnih polj $E_r(z, r, t)$ in $E_z(z, r, t)$ pri časih t_3 in t_4 , zaporedno od zgoraj navzdol: $E_r(z, r, t_3)$, $E_z(z, r, t_3)$, $E_r(z, r, t_4)$ in $E_z(z, r, t_4)$.



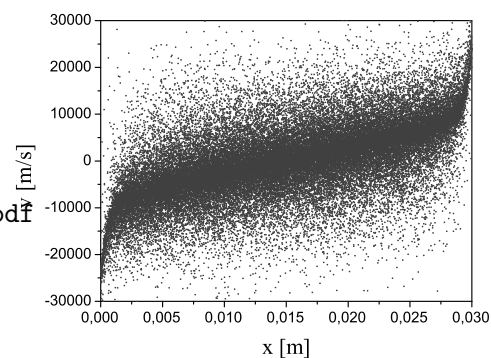
Slika 11: Približna vrednost vektorskega polja $\varepsilon_0 \partial \mathbf{E}(z, r, t) / \partial t$ med časoma t_3 in t_4 . Ker prva XOOPIIC ni omogočal neposrednega izpisa narisanih veličin, smo XOOPIIC nadgradili tudi s to funkcionalnostjo, ki je na voljo kar iz vhodne datoteke simulacije.

4.2 Določitev meje med plazmo in plaščem

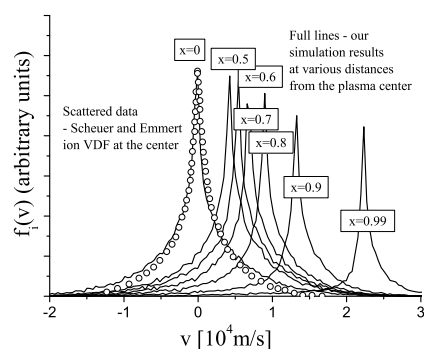
Glavni namen simulacije je bil v določitvi meje med plazmo in plaščem plazme (področje med plazmo in steno naprave) in zato emitiranja elektronov ni bilo. ϵ je merilo prisotnosti plazme in je definiran kot $\epsilon = \frac{\lambda_D}{L}$, kjer je λ_D je Debayeva dolžina in L je dolžina sistema. Plazma je definirana za vrednosti $\epsilon \ll 1$.



Slika 12: Profili temperature ionov (a) in pripadajoče vrednosti γ_i (b) za različne vrednosti ϵ kot funkcije lokalnega plazma potenciala. Razvidno je, da je največja vrednost γ_i zelo odvisna od vrednosti ϵ .



Slika 13: Tipični “instantni” fazni diagram, pridobljen za vrednost $\epsilon = 1 \cdot 10^{-3}$.



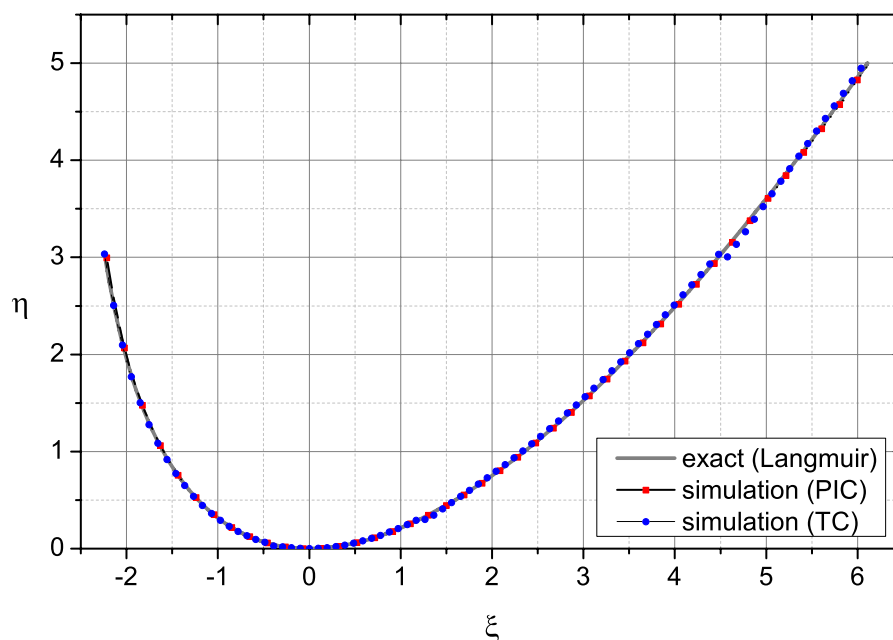
Slika 14: Porazdelitev hitrosti kot funkcija razdalje od središča za primer najmanjše gostote, ki smo jo simulirali ($\epsilon = 3.513 \times 10^{-2}$). Oblika porazdelitve hitrosti na ravni simetričnosti je primerljiva z rezultati, ki sta jih pridobila Scheuer in Emmert.

4.3 Primerjava profilov potenciala PIC in TC pod zunanjo napetostjo

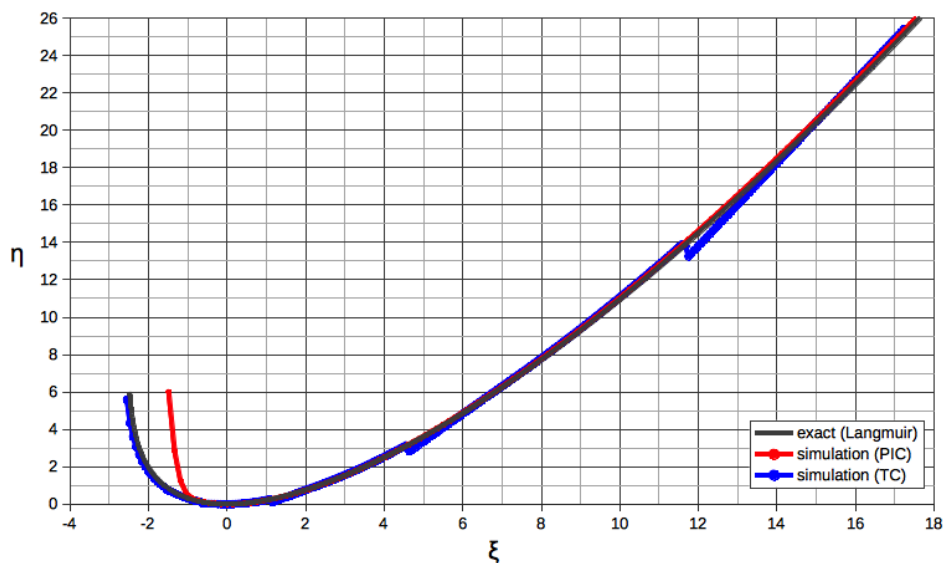
Tretji primer je bil primerjava profilov potenciala pri diodi brez plina (ali plazme) med elektrodama in z določeno napetostjo na elektrodah. S katode emitirani delci nimajo začetne hitrosti, temperatura delcev je 1eV (11.600 K).

Prestavljena sta primera, ki se razlikujeta le v razliki napetosti med elektrodama. Pri majhnih razlikah napetosti na elektrodah (primer A, slika 15), profil potenciala obeh simulacijskih metod (PIC in TC) dobro sledi točni rešitvi. Pri večji razliki napetosti (primer B, slika 16), in s tem večjem gradientu potenciala na levem delu sistema, rezultati pri PIC simulaciji odstopajo tako od točnega profila kot tudi od profila, dobljenega s TC simulacijo. Na diagramih so prikazane vrednosti x (dimenzija sistema) in Φ (potencial) v obliki normiranih vrednosti (spremenljivk) kot:

$$(12) \quad \eta = \frac{e\Phi}{kT}, \quad \xi = \frac{x}{\lambda} e^{-\frac{\eta_c}{2}}, \quad \text{kjer je } \lambda = \left(\frac{\epsilon_0 kT}{2n_0 e^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$



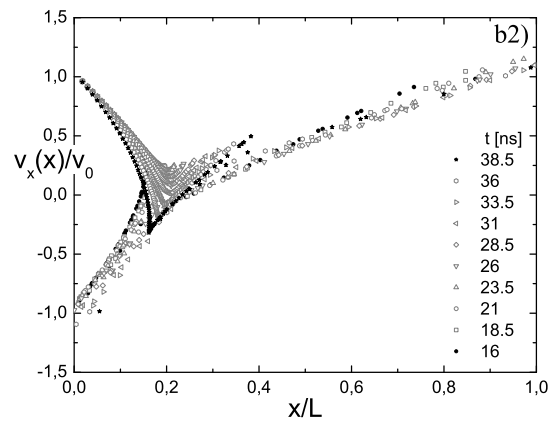
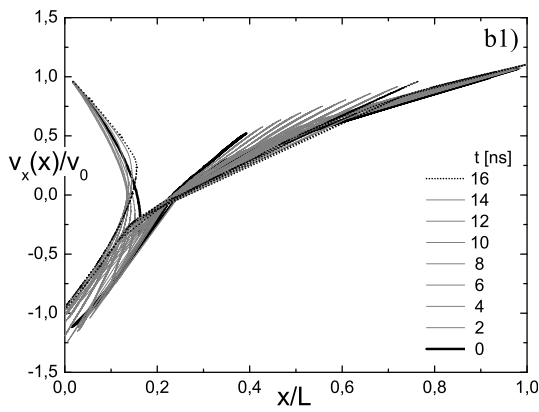
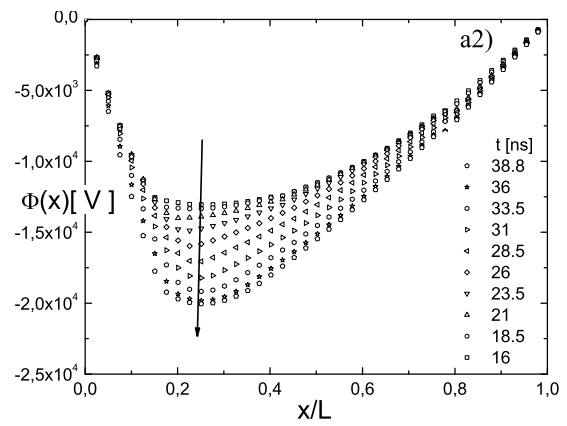
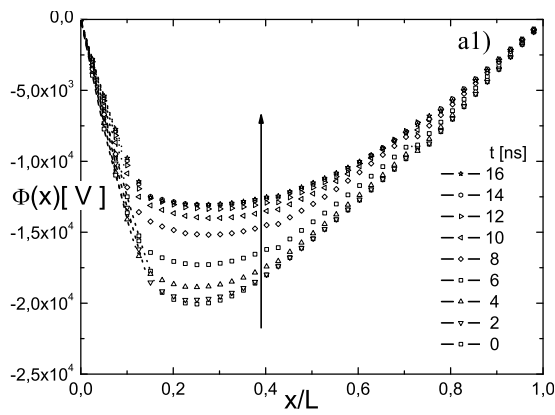
Slika 15: Primer A: primerjava profila potenciala med PIC in treecode za primer $\eta = 3V$.



Slika 16: Primer B: primerjava profila potenciala primera $\eta = 20V$ med točno rešitvijo (Langmuir) in simulacijskimi rezultati (pridobljeni s PIC in TC (treecode) metodama).

4.4 Virtualna katoda brez zunanje napetosti

Zadnji primer je primer nastanka virtualne katode, kjer profil potenciala niha zaradi emisije novih elektronov in vzpostavitve nasičenosti diode v sredinskem delu. Ob pritoku elektronov se padeč potenciala poveča in nastane nasičenje, ki povzroči, da se del elektronov odbije nazaj proti katodi. S tem se padeč potenciala v srednjem delu ponovno zmanjša. Pojav se na sliki 17a1 in 17a2 opazi kot nihanje profila potenciala.



./images/densupC-eps-converted-to.pdf

./images/densdownC-eps-converted-to.pdf

Slika 17: Potencial (a1, a2), fazni prostor (b1, b2) and in gostota delcev (c1, c2) v enem ciklu: levi stolpec prikazuje potek spuščanja potenciala, desni stolpec prikazuje potek dviga povenciala.

5 Zaključek

Prikazani primeri si sledijo od najbolj zapletenega proti najbolj enostavnemu. Pri tem smo si ta potek izbrali, ker sta zadnja dva primera narejena z brez mrežno metodo (treecode) in smo s tem preverjali uporabnost/primernost same metode. Metodo smo preiskuzili na pobudo prof. Verboncoeur-ja iz Michigan State University (MSU), kjer so menili, da bi metoda bila primerna za simulacije z velikim številom delcev. Najprej sem izdelal samostojno 1D simulacijsko kodo (PEG-TC), kasneje pa dodal treecode metodo v 1D simulacijsko kodo OOPD1 (in kasneje tudi v PYPD1). V nalogi predstavljeni primeri so bili narejeni s samostojno kodo (PEG-TC).

Metoda se je izkazala kot bolj natančna kot PIC metoda, tako bomo razvoj metode nadaljevali. Najprej omogočiti treecode metodo za simulacije, ki upoštevajo prisotnost magnetnega polja. Nato vključiti treecode metodo v 2D simulacijsko kodo XOOPIC in s tem omogočiti izkoriščanje prednosti metode tudi v 2D sistemih. Tako bo za popolno diagnostiko med izračunane veličine dodati še:

- hitrosti $(v(x, y)_x, v(x, y)_y, v(x, y)_z)$ in tokove $(j(x, y)_x, j(x, y)_y, j(x, y)_z)$,
- časovne odvode električnega polja $(d/dtE(x, y)_x$ in $d/dtE(x, y)_y)$,
- vektor potenciala $(A(x, y)_x, A(x, y)_y, A(x, y)_z)$ in odvod vektorja potenciala $(d/dx, d/dy, d/dz$ in $d/dt)$,
- integralno magnetono polje $(B(x, y)_x, B(x, y)_y, B(x, y)_z)$.

Literatura

- [1] G. Petraconi, H.S. Maciel, R.S. Pessoa, G. Murakami, M. Massi, C. Otani, W.M.I. Uruchi, and B.N. Sismanoglu. Longitudinal magnetic field effect on the electrical breakdown in low pressure gases. *Brazilian journal of physics*, 34(4B):1662–1666, 2004.
- [2] Michele Frignani. *Simulation of gas breakdown and plasma dynamics in plasma focus devices*. Phd, University of Bologna, 2007.
- [3] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, New York, 2nd edition, 1975.
- [4] R. A. Nebel, S. Stange, J. Park, J. M. Taccetti, S. K. Murali, and C. E. Garcia. Theoretical and experimental studies of kinetic equilibrium and stability of the virtual cathode in an electron injected inertial electrostatic confinement device. *Phys. Plasmas*, 12(1):012701, 2005.
- [5] Frignani Michele. *Simulation of Gas Breakdown and Plasma Dynamics in Plasma Focus Devices*. PhD thesis, Università degli Studi di Bologna, 2007.
- [6] Wei Li, JX Ma, Jing-ju Li, Yao-bang Zheng, and Ming-sheng Tan. Measurement of virtual cathode structures in a plasma sheath caused by secondary electrons. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 19(3):030704, 2012.
- [7] Pablo Martin and Guillermo Donoso. A new langmuir–child equation including temperature effects. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, 1:247, 1989.
- [8] N. Jelic, R. Schrittwieser, and S. Kuhn. Revised generalized child-langmuir law. *Physics Letters A*, 246(3–4):318 – 324, 1998.
- [9] N. Jelic, M. Cercek, M. Stanojevic, and T. Gyergyek. An investigation of the collisionless discharge in the presence of an electron beam. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 27(12):2487, 1994.

- [10] J. Barnes and P. Hut. A hierarchical $O(N\log N)$ force-calculation algorithm. *Nature*, 324:446–449, dec 1986.