

УДК 621.039

ТЕРМОЯДРОЛЫҚ РЕАКТОРДА ҚАБЫРҒАЛЫҚ ПЛАЗМАДА ТОЗАҢДЫ БӨЛШЕКТЕРДІҢ ЗАРЯДТАЛУ ПРОЦЕСІ

Р.Ж. Амангалиева, А.Е. Әбимолдаева

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан

Мақала термоядролық синтез қондырғыларындағы пайда болатын тозаңның мәселесіне арналады. Плазмадағы тозаңды бөлшектердің электрлік зарядталуына әкелетін әртүрлі процесстер қарастырылды. Тозаңды бөлшектің салыстырмалы төмен температурасында бөлшектің тепе-тең потенциалы теріс мәнді, бөлшектің температурасы жоғарылаған сайын термоэмиссия салдарынан потенциалдың өсетіндігі көрсетілді.

Кілт сөздер: тозаңды бөлшек, қабырғалық плазма, тозаңды бөлшек заряды

КІРІСПЕ

Қазіргі таңда заманауи физиканың басты мәселесі – басқарылатын термоядролық синтезді (БТС) жүзеге асыру. БТС болашағы зор энергия көзінің түрі болып табылады. Бүгінгі таңда ядролық реакторлар ауыр ядроларды (уран, торий) бөлу және жеңіл ядроларды синтездеу (дейтерий және тритий) негізінде салынып жатыр. Термоядролық синтезді жүзеге асыру үшін газ өте жоғары температураға дейін қыздырылу керек, яғни температура оң зарядталған ядролардың кинетикалық энергиясы олардың электростатикалық тебілуінен әлдеқайда артық болатындай болу керек. Мұндай температурада барлық атомдар толығымен иондалады және газ плазма күйінде болады. Энергиясы өте үлкен ағынмен реактор қабырға материалының өзара әсерлесу, яғни реактор камерасының элементтерінің эрозиясының нәтижесінде плазмаға макроскопиялық (микронды) өлшемді бөлшектер түседі. Мұндай тозаңды бөлшектер үлкен теріс зарядқа ие болады және реактор жұмысына кері әсерін тигізеді [1–2].

ЗЕРТТЕУ МӘСЕЛЕСІ МЕН ӘДІСТЕРІ

Плазмадағы тозаңды бөлшектің зарядталуы мұқият зерттеуді қажет ететін негізгі мәселелердің бірі болып табылады. Себебі тозаңды бөлшектің заряды – тозаңды плазманың маңызды параметрі. Тозаңды бөлшектің заряды макробөлшектің өлшемі мен қоршаған плазманың локальдік параметріне тәуелді.

$$\sigma_{cap, e}(V) = \begin{cases} \pi a^2 \left(1 + \frac{2e_0 \phi_s}{m_e V^2} \right) = \pi a^2 \left(1 + \frac{e_0 \phi_s}{U} \right), & \frac{2e_0 \phi_s}{m_e V^2} > -1, \quad (U > -e_0 \phi_s), \\ 0, & \frac{2e_0 \phi_s}{m_e V^2} < -1, \quad (U < -e_0 \phi_s), \end{cases}$$

$$\sigma_{cap, i}(V_i) = \pi a^2 \left(1 - \frac{2e_0 \phi_s}{m_i V_i^2} \right),$$

мұндағы $m_{e(i)}$ – электрондар мен иондар массасы, V и V_i – электрондар мен иондар жылдамдығы.

Бөлшектің стационар потенциалы мен заряды бөлшек бетіне электрондар мен иондар ағыны теңесу шартымен анықталады:

Бөлшек бетіне түскен электрондар мен иондар жұптасады. Рекомбинация нәтижесінде пайда болған бейтарап бөлшектер плазмаға оралады. Иондарға қарағанда электрондардың қозғалғыштығы жылдамырақ. Сондықтан тозаң бөлшекке қарай электрондардың ағыны иондардың ағынына қарағанда басымырақ болады. Нейтрал тозаң бөлшек теріс зарядтала бастайды, бөлшек маңында теріс потенциалдың пайда болуына әкеледі. Ал бұл бөлшектен басқа электрондар тебіледі де, иондар тартыла бастайды. Бөлшектегі электрондардың және иондардың ағындары теңескенше тозаң бөлшектің заряды өсе береді.

Плазмадағы тозаңды бөлшектердің зарядын анықтау үшін шектелген орбиталды қозғалыстың моделін (orbit motion limited (OML) theory) пайдаланамыз [3]. Бұл модель импульс моменті мен энергияның сақталу заңынан шығатын тозаңды бөлшектердің электрондары мен иондарының жұтылу қимасын анықтауға мүмкіндік береді. Берілген жуықтаудың қолдану шарты мынадай:

$$a \ll \lambda_d \ll l_{i(e)},$$

мұндағы a – тозаң бөлшектің радиусы, λ_d – плазманың экрандалу ұзындығы, $l_{i(e)}$ – иондардың (электрондардың) орташа еркін жол жүру ұзындығы.

Тозаңды бөлшектің электрондарды және иондарды жұту қимасы жылдамдыққа (немесе кинетикалық энергияға) тәуелді:

$$I_e = I_i.$$

Тозаңды бөлшектің зарядталуының плазманың бөлшектерінің (электрондар мен иондар) жұтылуынан да басқа механизмдер бар. Тозаң бөлшек бетіндегі электрон термоэлектронды және екінші

электронды эмиссия процесстерінің нәтижесінде ыршып шығуы мүмкін. Электрондар эмиссиясы бөлшек зарядын өсіреді және белгілі бір шарттарда оң болуы мүмкін [4].

Тозаңды бөлшектің бетіндегі температураның ұлғаюы термоэлектронды эмиссия тогы өсуіне

$$I_{th} = \begin{cases} \frac{(4\pi a T_e)^2 m_e}{h^3} \exp\left(-\frac{W}{T_e}\right), & (\phi_s < 0), \\ \frac{(4\pi a T_e)^2 m_e}{h^3} \exp\left(-\frac{W}{T_e}\right) \left(1 + \frac{e_0 \phi_s}{T_e}\right) \exp\left(-\frac{e_0 \phi_s}{T_e}\right), & (\phi_s > 0), \end{cases}$$

мұндағы h – Планк тұрақтысы, W – тозаңша материалының шығу жұмысы.

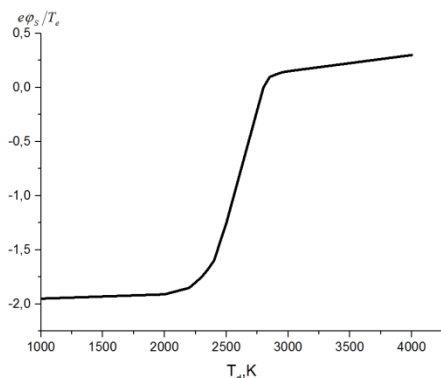
Екінші электронды эмиссия ағыны электрондардың бірінші ағыны арасындағы байланыс мынадай:

$$I_{se} = \delta I_e,$$

мұндағы δ – екінші электронды эмиссия коэффициенті.

Бұл коэффициент алғашқы электрондардың энергиясына және тозаңды бөлшектің материалына тәуелді. Егер δ параметрін $\delta_{\max}$ электрондардың максимал шығуына, ал E энергияны $E_{\max}$ нормаласақ, онда $\delta(E)$ тәуелділігі барлық материалдар үшін әмбебап болады. Кейбір материалдар үшін $\delta_{\max}$, $E_{\max}$ параметрлерінің шамалары [3] жұмыста көрсетілген.

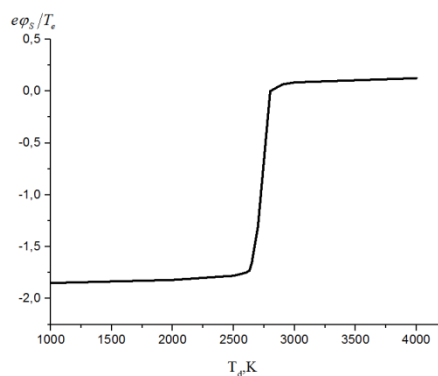
ЗЕРТТЕУ НӘТИЖЕЛЕРІ ЖӘНЕ ҚОРЫТЫНДЫСЫ



Сурет 1. $T_e = T_i = 20$ эВ, $n_e = n_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ параметрлі плазмадағы тозаңды бөлшектің тепе-тең потенциалының тозаңды бөлшектің температурасына тәуелділігі

әкеледі және оның зарядының шамасына тәуелді болады. Себебі бөлшек бетіндегі электронды жұлып алғаннан кейін бөлшек бетіндегі өрістен квазинейтрал плазма аумағына тасымалдау үшін жұмыс жасау керек. Термоэлектрондардың ағыны үшін келесі теңдеуді жазуға болады:

1–2 суреттерде термоядролық реакторда қабырғалық плазма параметрлері үшін электрондар мен иондардың жұтылуын, термоэлектронды эмиссия және екінші электронды эмиссияны есептегендегі тозаңды бөлшектің тепе-тең потенциалы көрсетілген.



Сурет 2. $T_e = T_i = 35$ эВ, $n_e = n_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ параметрлі плазмадағы тозаңды бөлшектің тепе-тең потенциалының тозаңды бөлшектің температурасына тәуелділігі

Термоэлектронды эмиссия салдарынан тозаңды бөлшектің бетінен электрондардың ыршып шығуына байланысты бөлшектің потенциалы өсе бастайды, содан кейін нольге тең болады да, таңбасын оңға ауыстырады.

ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ

1. Крауз В.И., Мартыненко Ю.В., Свечников Н.Ю., Смирнов В.П., Станкевич В.Г., Химченко Л.Н. Наноструктуры в установках управляемого термоядерного синтеза // УФН. – 2010. – Т.180. – №10. – С. 1055–1071.
2. Цытович В.Н., Винтер Дж. Пыль в установках управляемого термоядерного синтеза // УФН. – 1998. – Т. 168. – №8. – С. 899–907.
3. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // УФН. – 2004. – Т. 174. – №5. – С. 495–544.
4. Мартыненко Ю.В., Нагель М.Ю. Образование пыли в токамаке // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. – 2009. – вып. 3. – С.43–48.

ПРОЦЕСС ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ
ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Амангалиева Р.Ж., Абимолдаева А.Е.

Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

Статья посвящена проблеме пыли в пристеночной плазме в установках термоядерного синтеза. Рассматриваются различные процессы, приводящие к появлению электрического заряда у пылевых частиц в плазме. Показано, что при малых температурах пылевой частицы равновесный потенциал частицы отрицательный, при увеличении температуры частицы потенциал растет вследствие термоэмиссии.

Ключевые слова: пылевая частица, пристеночная плазма, заряд пылевой частицы

THE PROCESS OF CHARGING DUST PARTICLES IN A NEAR-WALL PLASMA
OF A THERMONUCLEAR REACTOR

R.Zh. Amangaliyeva, A.E. Abimoldayeva

L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan

The article is devoted to the problem of dust in near-wall plasma in thermonuclear fusion plants. Various processes are considered that they lead to the appearance of an electric charge in dust particles in a plasma. It is shown that at low temperature of the dust particle the equilibrium potential of the particle is negative, as the particle temperature increases, the potential increases due to thermionic emission.

Keywords: dust particle, wall plasma, charge of a dust particle