

Дискусии

## Кръгов поток от газови йони в магнитно поле

Милчо Вацов

Национален център по хигиена, София

### 1. Въведение

Известни са два процеса, при които се осъществява насочен пренос на електрически заредени частици чрез действие на магнитно поле.

Първо, ако една частица с електрически заряд  $q$  се движи в нехомогенно магнитно поле, то частицата осъществява дрейф [1] по посока на единичен вектор

$$(1) \quad n_1 = \frac{q}{|q|} \frac{B \times \text{grad} B}{|B| |\text{grad} B|},$$

когато нейната напречна скорост,  $v_{\perp}$  е различна от нула. По дефиниция напречната компонента  $v_{\perp}$  на пълната скорост на частицата е нормална на вектора на магнитна индукция  $B$  в точката на взаимодействие.

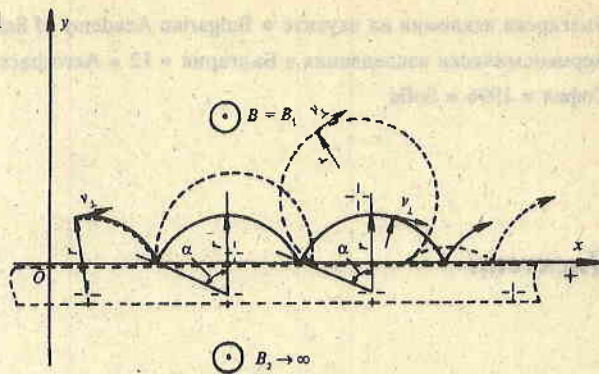
При този преносен процес не се извършва работа.

Второ, ако една електрически заредена частица взаимодейства с постоянно хомогенно и взаимно перпендикулярни електрическо и магнитно поле ( $E \perp B$ ), то тя осъществява насочен дрейф по посока на единичен вектор

$$(2) \quad n_2 = \frac{E \times B}{|E| |B|}.$$

Както и при първия преносен процес, така и при този магнитното поле отново не извършва работа, а количеството работа, което се извършва от потенциалното електрическо поле за всеки цикъл на трахоидално движение, е нула. Следователно средното количество работа, което се извършва в преносния процес, клони към нула.

Фиг. 1



Практически за поддържане и на двата преносни процеса не се извършва работа. Единственият механизъм, чрез който заредените частици губят от кинетичната си енергия, е този на електромагнитно излъчване.

Електромагнитната радиация, която води до затихване на топлинното движение на заредените частици, е описана в [2] като дисипативен процес.

Но тогава твърдението, че двата преносни процеса са недисипативни с точност до количеството на дисипативните загуби, т. е. с точност до количеството на излъчваната електромагнитна енергия, е вярно.

С горното основание ще определим и двата преносни процеса като условно недисипативни, а в следващия текст и в същия смисъл ще използваме понятието — „недисипативни“ процеси.

Сега кратко и опростено ще обсъдим първия от двата преносни процеса за частния случай, когато както градиентът на магнитното поле, така и диапазонът на изменение на полето са безкрайно големи.

Без да доказваме, ще посочим, че дрейфовата скорост  $v_d$ , с която заредените частици се движат по посока на вектор  $n_1(1)$ , ще бъде гранично голяма, когато:

— заредената частица при своето движение в хомогенно и крайно магнитно поле ( $B=B_1$ ) достига до зона на стъпална магнитна нехомогенност ( $\text{grad } B \rightarrow \infty$ );

— в зоната на стъпална магнитна нехомогенност, големината на магнитната индукция се изменя от крайна стойност ( $B=B_1$ ) до безкрайно голяма стойност ( $B \rightarrow \infty$ ).

За илюстрация на фиг. 1 е показано едно напречно сечение на колинеарно и напречно-нехомогенно магнитно поле. Магнитната нехомогенност е стъпална и тя представлява плоска повърхност, чиято проекция в равнината на чертежа съвпада с оста  $Ox$ . В горната полуравнина магнитната индукция е постоянна величина с крайна стойност ( $B=B_1$ ), а в долната полуравнина тя е безкрайно голяма величина ( $B_2 \rightarrow \infty$ ). С плътна линия е показана траекторията на една положително заредена частица, която се движи в плоскостта на чертежа с постоянна напречна скорост  $v_1$  и осъществява взаимодействие със стъпалния и гранично голям магнитен преход.

Ако пренебрегнем загубите на кинетична енергия от електромагнитно излъчване, то насоченото преместване на частицата по посока на  $n_1$  ще се извършва с постоянна дрейфова скорост

$$(3) \quad v_d(\alpha) = \frac{2r \sin \alpha}{\frac{2\alpha}{\omega}} = \omega r \frac{\sin \alpha}{\alpha} = v_{\perp} \frac{\sin \alpha}{\alpha} = v_d(\alpha)_{v_{\perp}},$$

където  $r = \frac{mv_{\perp}}{qB}$  е ларморов радиус за частица с маса  $m$  [1];  $\alpha$  е половината на фазовия път, който частицата изминава в зоната с крайно магнитно поле (фиг. 1);  $\omega = \frac{qB}{m}$  е ларморовска честота [1];  $v_d(\alpha)_{v_{\perp}}$  е неявна параметрична функция с аргумент  $\alpha$ .

Опростеното действие на стъпалния граничен магнитен преход върху ускорени и електрически заредени частици (фиг. 1) може да бъде сведено до действието на идеален огледален механичен отражател в хомогенно магнитно поле.

Тази функционална идентичност ни насочва към подмяна на магнитно-магнитната структура на стъпалния граничен магнитен преход (тя е технически неосъществима) с магнитно-механична структура. Нека магнитно-механичната структура да е изградена от крайно по стойност постоянно и хомогенно магнитно поле ( $B_1$ ) и масивен механичен отражател от немагнитен идеален диелектрик. При това неговата отражателна повърхност трябва да бъде ориентирана успоредно на вектор  $B$ .

На фиг. 1 е показана и една плоска магнитно-диелектрична структура (МД-структура). С прекъсвана линия на чертежа е показано едно нормално сечение на плосък механичен отражател, чиято отражателна повърхност съдържа оста  $Ox$  и е ориентирана успоредно на вектор  $B$ .

Тук ще се абстрахираме от сложността и многообразието на възможните взаимодействия на заредените частици с повърхността на диелектричния отражател и временно ще приемем, че ударното взаимодействие между заредените частици и повърхността има характер на еластично и дифузно отражение (разсейване) в плоскостта на падане.

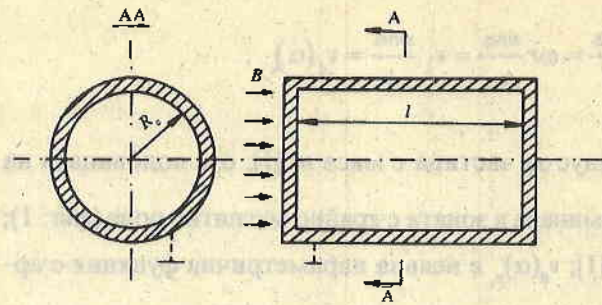
Тогава траекторията на положително заредената частица от фиг. 1, която се движи в плоскостта на чертежа с напречна скорост  $v_{\perp}$ , ще бъде друга и тя е показана пак там с пунктирна линия. В този случай траекторната линия се състои от последователни и непълни, със случайна големина ( $2\alpha$ ), дъги от окръжности с постоянен ларморов радиус  $r$ . Средната скорост на насочено движение по оста  $Ox$ , за времето между всеки две последователни отражения, т. е. дрейфовата скорост в отделна стъпка, се определя отново чрез зависимостта от равенство (3).

## 2. Теоретичен модел на топлинен двигател

Прието е, че всяко устройство, което преобразува топлинна енергия в механична работа, може да се нарече „топлинен двигател“ [3].

Изследването на двата преносни процеса (от т. 1) ще извършим в теоретичен модел на топлинен двигател (ТД), който е показан на фиг. 2.

Работният цилиндър на ТД е затворен и кух. Той е направен от немагнитен материал, който е и идеален изолатор (затова и теоретичен модел). В цилиндричната кухина е затворен еднороден газ от йони с относително ниска концентрация. Газовите йони са свободни и еднакво йонизирани молекули с положителен електрически заряд  $q$ .



Фиг. 2

Векторът на магнитна индукция  $B$  на приложеното (напр. чрез действието на постоянен магнит) постоянно и хомогенно магнитно поле е успореден на ротационната ос на работния цилиндър. При това ако макротемпературата на системата е  $T$ , то нека индукцията  $B$  да има такава стойност, че газовите йони да осъществяват в плоскостта на магнитно взаимодействие ( $\perp B$ ) въртене със среден ларморов радиус  $r_c$ , който е много по-малък от конструктивния радиус  $R_0$ .

Очевидно е, че вътрешната околна повърхност на работния цилиндър и приложеното магнитно поле образуват една цилиндрична МД-структура.

Като отчитаме принципите на електростатиката, магнетизма и кинетичната теория на газовете [4], можем да се убедим, че в централното напречно сечение на работния цилиндър ще се установи вътрешно електрическо поле с постоянно радиално макроразпределение от вида на кривата  $E(R)$  на фиг. 3.

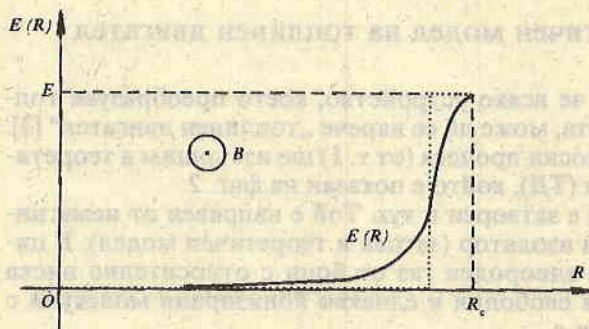
За простота тук ще приемем, че образувателната  $l$  на работния цилиндър е много по-голяма от неговия радиус  $R_0$  (фиг. 2).

Тогава макроразпределението на вътрешното електрическо поле ще бъде радиално практически във всяко напречно сечение на цилиндъра.

В следващия анализ ще изследваме топлинното движение на йони за модели, в които макроразпределението на електрическото поле ще съответства приблизително на разпределение  $E(R)$ .

Като първо приближение на действителната крива  $E(R)$  може да се използва една радиална функция със стъпално разпределение. Графиката на заместително електрическо поле със стъпално разпределение е показана на фиг. 3 с пунктирна линия.

След като познаваме вече конструкцията на ТД и разпределенията на електрическото и магнитното поле (фиг. 3) в работния цилиндър, то можем да твърдим следното:



Фиг. 3

— Газовите йони при своето топлинно движение са динамично свързани с околната (отражателната) повърхност на цилиндъра — те нямат устойчиво състояние във вътрешността на газовия обем;

— При своето топлинно движение йоните излъчват електромагнитна енергия, защото те се ускоряват при взаимодействие с двете полета и при ударно взаимодействие както с газовите частици, така и с диелектричната повърхност на корпуса.

### 3. Анализ на повърхностния дрейф на йони в работния цилиндър на ТД

Следващият анализ е направен на основата на две взаимосвързани предположения:

— Системата на ТД е в установено състояние — няма преходни макропроцеси и следователно макротемпературите на йонния газ и цилиндъра са приблизително еднакви;

— Триенето на йонния газ в стените, при установена система, е „недисипативен“ процес, защото средното количество работа, което се извършва от силите на триене за ускоряване на цилиндъра, клони към нула.

И тук условното определение „недисипативен“ е употребено с точност до количеството на енергетичните загуби от електромагнитно излъчване, което йоните осъществяват при механично триене.

За облекчаване на следващия анализ предварително ще приемем някои опростяващи допускания.

#### 3.1. Опростяващи допускания

3.1.1. Концентрацията на йоните в работния обем е относително ниска, така че тежестта на ударното и електрическото взаимодействие между отделните йони е пренебрежимо малка в изследваните процеси.

3.1.2. Количеството на йоните, които осъществяват „свободно“ топлинно движение в условия на МД-структура е постоянна величина.

Тук предполагаме, че електрическата проводимост на корпуса има нулева стойност (идеален изолатор).

3.1.3. Всеки индивидуален акт на отражение на йон от диелектричната повърхнина е механично взаимодействие с характеристика на дифузно разсейване след еластичен удар. Посоките на отражение са случайни и равномерно разпределени в пространствен ъгъл от  $2\pi$  стеррадиана.

Статистическото изследване на движението на йоните в ТД, което ще направим при горното допускане, няма да бъде погрешно, въпреки че отделният акт на отражение е дори по-често акт на нееластично ударно взаимодействие. Резултатите на статистическото изследване ще бъдат верни, защото средностатистически (както по време, така и по множество) процесът на отражение на йоните в еквилибратурната система „газ—диелектрик“ е обективно процес на еластично ударно взаимодействие (статистически „недисипативен“ процес).

3.1.4. Електрическото взаимодействие между йоните ще отчитаме в първо приближение само чрез действието на сумарното електрическо макрополе, което се създава от всички йони в работния обем.

3.1.5. Изследването ще извършим за еквипотенциален и еквискоростен модел на взаимодействие между газовите йони и двете полета.

За целта ще приемем, че:

— Средната топлинна скорост на йоните достига върху повърхността на диелектричния отражател (непосредствено преди и след удар) максималната си стойност [4]

$$(4) \quad v = \bar{v}_{\max} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}},$$

която е равна на средната топлинна скорост на газова частица с маса  $m$  при температура  $T$  и където  $k$  е константа на Болцман;

— Ефективната напречна ( $\perp B$ ) компонента на топлинната скорост на йоните достига върху повърхността на отражателя своята максимална стойност

$$(5) \quad v_{\perp} = \bar{v}_{\perp \max} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} v \cos \varepsilon d\varepsilon = \frac{2v}{\pi},$$

където  $\varepsilon$  е плосък ъгъл със случайна големина, която определя ъгловото отклонение на посоката на отражение на отделен йон от плоскостта на магнитно

взаимодействие в диапазон  $\left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right]$ .

3.1.6. Йоните не излъчват електромагнитна енергия (временно допускане).

### 3.2. Изследване повърхностния дрейф на заредени частици в условия на плоска МД-структура

От описанието на ТД (т. 2.) знаем, че конструктивният радиус на работния цилиндър  $R_c$  е много по-голям от средния ларморов радиус  $r_e$ .

Като първо геометрично приближение на цилиндричната МД-структура ще приемем една плоска и безкрайно голяма МД-структура.

Като едно грубо приближение на разпределението на вътрешното електрическо поле в цилиндъра ще приемем това на едно постоянно и хомогенно електрическо поле, което е нормално насочено към отражателната повърхност.

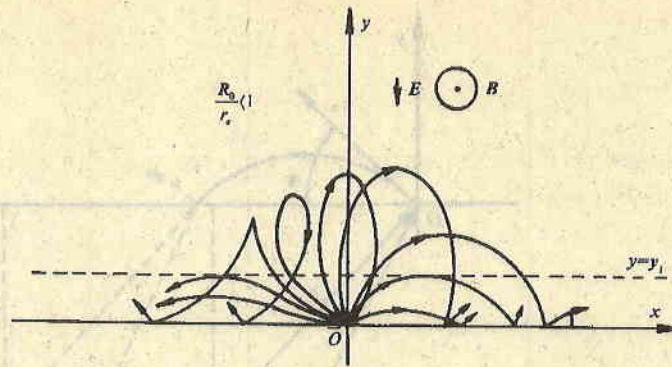
3.2.1. Изследване повърхностния дрейф на заредени частици в плоска МД-структура под действие на напречно постоянно и хомогенно електрическо поле

На фиг. 4 е показано условното изображение на плоска МД-структура с напречно постоянно и хомогенно електрическо поле.

Векторът на електрическото поле  $E$  е нормален както на вектора на магнитна индукция  $B$ , така и на отражателната плоскост, която е представена в равнината на чертежа от оста  $Ox$ .

Веднага можем да се убедим, че условията в модела от фиг. 4 осигуряват действието и на двата „недисипативни“ преносни процеса, които бяха описани в т. 1. Посоките на двата преносни процеса са противоположни, защото векторът на магнитно-механичния аналог на величината  $\text{grad}B$  от (1) е успореден на вектор  $E$  от (2) и следователно  $n_1 = -n_2$ .

Фиг. 4



Ще припомним, че при условната подмяна на граничния магнитен преход (т. 1.) с т. нар. МД-структура е запазен и „недисипативният“ характер на отражателния процес (т. 3.1.3.).

Нека да си представим, че от т.  $O$  на оста  $Ox$  (фиг. 4) стартират последователно във времето заредени частици с еднаква скорост  $v_0$ , но с различни стартови ъгли  $\varphi$ . Ъгълът  $\varphi$  е равен на плоския ъгъл, който векторът на скоростта  $v_0$  сключва с оста  $Ox$  при старт. След старт в т.  $O$  частицата се движи по трахоидална траектория, докато достигне отново отражателната ос. След всяко отражение заредената частица стартира отново от оста  $Ox$ , но под ъгъл  $\varphi$ , който има случайна стойност в интервал  $[0, \pi]$ .

В рамките на модела всяка хоризонтална линия (равнина)  $y=y_1$  над оста  $Ox$  е една еквипотенциална и еквискоростна линия.

След начален старт, всяка частица ще осъществява стъпково преместване по безкрайната ос  $Ox$  и то безкрайно дълго време (вж. т. 3.1.2, 3.1.3 и 3.1.6). Следователно в плоската и безкрайна МД-структура средната скорост на насочено движение по оста  $Ox$  ще клони към определена стойност, чиято големина още не знаем, но знаем, че тя ще бъде еднаква за всички заредени частици.

За да определим средната скорост на насочено движение, е необходимо да определим първо средната скорост на хоризонтално движение в границите на отделна стъпка и за всяка възможна стойност на стартовия ъгъл  $\varphi$ .

Движението на електрически заредени частици във взаимно перпендикулярни електрическо и магнитно поле е добре изследвано [5].

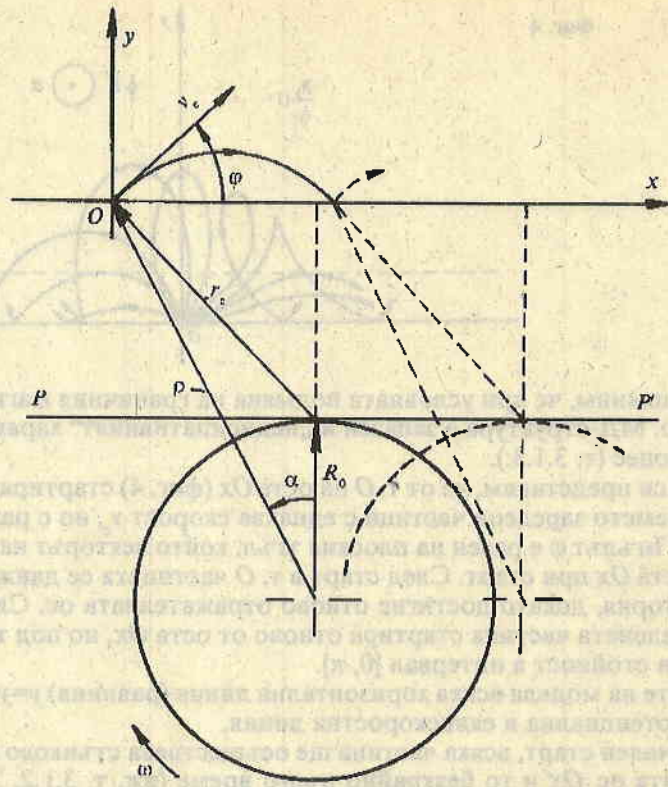
Взаимодействието на йоните с двете полета в модела от фиг. 4 може да се опише само в плоскостта на магнитно взаимодействие. Движението ще се осъществява по отрязъци от трахоидални криви, чиито параметри са функция на стартовия ъгъл  $\varphi$ . Механизмът на трахоидално движение с отражение е пояснен на фиг. 5, където са използвани следните означения:

—  $r_c = \frac{mv_0}{qB}$  е среден ларморов радиус;

—  $R_0 = \frac{E}{\omega B}$  е радиус на циклоидална окръжност [5];

—  $\rho$  е модул на радиус-вектор, който свързва частицата с центъра на циклоидалната окръжност, която се търкаля по права линия  $PP'$ , успоредна на оста  $Ox$  и отдалечена от нея на разстояние  $r_c \cos \varphi$ .

Системата от диференциални уравнения, с която се описва движението на йоните над отражателната ос  $Ox$  за условията в модела от фиг. 4, има следния вид [6]:



Фиг. 5

$$(6) \quad \begin{cases} m \frac{d^2 x}{dt^2} = qB \frac{dy}{dt}, \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} = -qE - qB \frac{dx}{dt}. \end{cases}$$

Чрез субституции, посочени в [5], и преобразуване решенията на горната система, които се отнасят за първата стъпка след старт в т.  $O$  (фиг. 4), могат да се приведат до следния каноничен вид:

$$(7) \quad x = \rho [\sin(\omega t - \alpha) + \sin \alpha] - R_0 \omega t, \quad y = \rho [\cos(\omega t - \alpha) - \cos \alpha].$$

От чертежа на фиг. 5 може да се прецени, че от момента, в който частицата стартира, до момента, в който тя отново достига отразителната ос, „окръжността“, която се търкаля, изминава фазов път  $2\alpha$ .

Величината на ъгъл  $\alpha$  може да се определи от чертежа на фиг. 5 по следния начин:



$$(8) \quad \alpha = \begin{cases} \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi}{\frac{R_0}{r_c} + \cos \varphi} & \text{при } \left( \frac{R_0}{r_c} + \cos \varphi \right) \geq 0, \\ \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi}{\frac{R_0}{r_c} + \cos \varphi} + \pi & \text{при } \left( \frac{R_0}{r_c} + \cos \varphi \right) < 0. \end{cases}$$

От същия чертеж ще определим и разстоянието между частицата и центъра на циклоидалната окръжност

$$(9) \quad \rho = r_c \sqrt{1 + \left( \frac{R_0}{r_c} \right)^2 + 2 \frac{R_0}{r_c} \cos \varphi}.$$

Сега ако разделим хоризонталния път, който е изминат от частицата в границите на първата стъпка, на времето за изминаване на същия път, то ще получим големината на дрейфовата скорост в отделна стъпка, т.е. средната скорост на хоризонтално движение в отделна стъпка

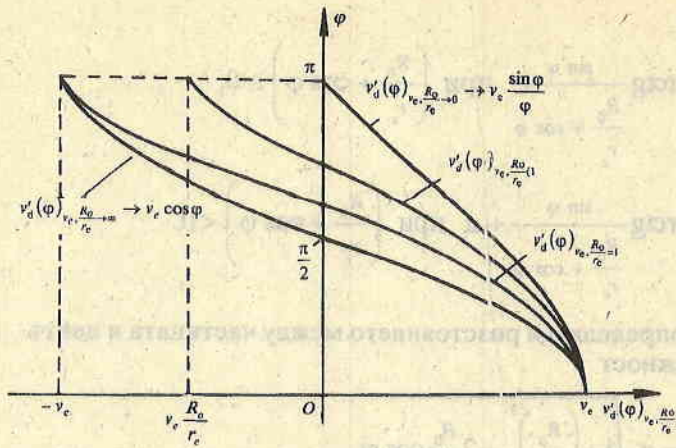
$$(10) \quad v'_d(\alpha) = \frac{2\rho \sin \alpha - 2\alpha R_0}{2\alpha} = \omega \rho \frac{\sin \alpha}{\alpha} - \omega R_0.$$

Ако в (10) заместим величините  $\alpha$  и  $\rho$  с техните функции от (8) и (9), то след преобразуване ще получим

$$(11) \quad v'_d(\varphi) = \begin{cases} v_c \left( \frac{\sin \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi}{\frac{R_0}{r_c} + \cos \varphi}}{\sqrt{1 + \left( \frac{R_0}{r_c} \right)^2 + 2 \frac{R_0}{r_c} \cos \varphi}} - \frac{R_0}{r_c} \right) & \text{при } \left( \frac{R_0}{r_c} + \cos \varphi \right) \geq 0 \\ v_c \left( \frac{(-1) \sin \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi}{\frac{R_0}{r_c} + \cos \varphi}}{\sqrt{1 + \left( \frac{R_0}{r_c} \right)^2 + 2 \frac{R_0}{r_c} \cos \varphi}} - \frac{R_0}{r_c} \right) & \text{при } \left( \frac{R_0}{r_c} + \cos \varphi \right) < 0 \end{cases}$$

$$= v'_d(\varphi)_{v_c, \frac{R_0}{r_c}}.$$

Дрейфовата скорост  $v'_d(\varphi)$  е показана в (11) и като неявна функция на аргумента  $\varphi$  при параметри: ефективната напречна скорост  $v_c$  и отношението на



двата радиуса  $\frac{R_0}{r_c}$ . Ако в (11) заместим величините  $r_c, R_0$  и  $\omega$  с техните функции

$\left(\frac{mv_c}{qB}, \frac{E}{\omega B} \text{ и } \frac{qB}{m}\right)$ , то ще получим най-общия вид на функцията на средната скорост на насочено движение при аргумент  $\varphi$  и параметри  $v_c, B$  и  $E$

$$(12) \quad v'_d(\varphi) = v'_d(\varphi)_{r_c, \frac{R_0}{r_c}} = v'_d(\varphi)_{v_c, B, E}.$$

Ако изследваме (11) за двете гранични стойности на електрическото поле (0 и  $\infty$ ), т.е. за  $\frac{R_0}{r_c} \rightarrow 0$  и  $\frac{R_0}{r_c} \rightarrow \infty$ , то ще получим

$$(13) \quad v'_d(\varphi) = \begin{cases} v_c \frac{\sin \varphi}{\varphi}, & \text{когато } E \rightarrow 0, \text{ т. е. когато } \frac{R_0}{r_c} \rightarrow 0, \\ v_c \cos \varphi, & \text{когато } E \rightarrow \infty, \text{ т. е. когато } \frac{R_0}{r_c} \rightarrow \infty. \end{cases}$$

На фиг. 6 са показани графиките на горните две гранични функции, както и тези на функцията  $v'_d(\varphi)_{r_c, \frac{R_0}{r_c}}$  за две междинни стойности на параметъра  $\frac{R_0}{r_c}$ , а

именно  $\frac{R_0}{r_c} = 1$  и  $\frac{R_0}{r_c} < 1$ .

Ако сравним функцията от (3) с функцията от (13) за случая, когато  $E \rightarrow 0$ , то ще се убедим, че те съвпадат.

Като отчитаме дифузия и „недисипативен“ характер на отражението (вж. т. 3.1.3 и 3.1.6) веднага можем да определим големината на средната скорост, с която всеки йон ще се движи по безкрайната отражателна ос  $Ox$

$$(14) \quad v'_M = \overline{v'_d(\varphi)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} v'_d(\varphi)_{v_c, B, E} d\varphi > 0.$$

Скоростта  $v'_M$  е равна на осреднената по всички стойности на  $\varphi$  дрейфова скорост в отделна стъпка  $v'_d(\varphi)$  и тя се отнася до всеки йон от множеството на йоните, които са свързани при своето топлинно движение с плоската МД-структура на модела от фиг. 4. С това основание същата скорост сме означили с  $v'_M$  и ще я наречем макроскопична скорост на движение. Големината на  $v'_M$  е право пропорционална на разликата в площите, които кривата  $v'_d(\varphi)_{v_e, \frac{R_0}{r_c}}$  загражда от двете страни на оста  $O\varphi$  (фиг. 6).

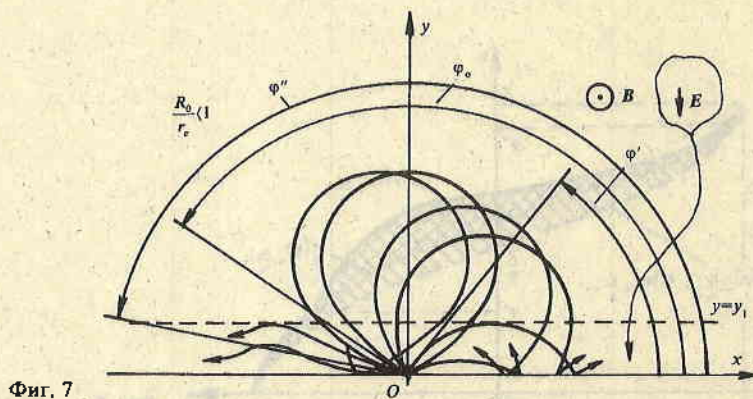
От фиг. 6 се вижда, че стойността на интеграла (14), т. е. големината на макроскопичната скорост,  $v'_M$  е винаги по-голяма от нула, когато електрическото поле е по-малко от безкрайност. Но както вече знаем (т. 1), средното по време количество работа, което се извършва за поддържане на резултантния преносен процес, клони към нула.

Тогава последният резултат доказва (при направените опростяващи допускания от т. 3.1.1, 3.1.3 и 3.1.6) съществуването на „недисипативен“ резултантен еднопосочен пренос на вещество в условията на модела от фиг. 4, практически за всички стойности на електрическото поле.

Очевидно е, че средните скорости на насочено движение ще клонят към нула в близост до граничните стойности на ъгъл  $\varphi$  ( $0$  и  $\pi$ ), поради триене при плъзгане. Ако анализираме графиките на фиг. 6, то ще се убедим, че повърхностното триене само ще намали резултантния преносен процес, но няма да го унищожи. За простота ще продължим изследването като отново няма да отчитаме частичното затихване на преносния процес за стартови ъгли около  $0$  и  $\pi$  радиана.

### 3.2.2 Изследване повърхностния дрейф на заредени частици в плоска МД-структура под действие на напречно електрическо поле със стъпално разпределение

Очевидно е, че ако напречното електрическо поле, което използвахме в досегашния модел (фиг. 4), е със стъпално разпределение, то неговото действие ще отговаря по-точно на вътрешното електрическо поле в работния цилиндър (вж. фиг. 3).



Фиг. 7

На фиг. 7 е показано условно изображение на плоска МД-структура с приложено напречно електрическо поле със стъпално разпределение по вертикалната ос на чертежа.

Моделът от фиг. 7 се отличава от този на фиг. 4 единствено по това, че електрическото поле не е хомогенно в цялата горна полуравнина, а само в тесен слой над оста  $Ox$ , т. е. то действа само в интервала от  $y=0$  до  $y=y_1$  на вертикалните координати.

Ако отново си представим, че йоните стартират от т.  $O$  на дифузно отражателната ос  $Ox$  с еднаква скорост  $v_c$  и различни стартови ъгли  $\varphi$ , то очевидно е, че траекторните линии, които не надвишават правата  $y=y_1$ , ще бъдат идентични с траекторните линии от фиг. 4, които също не надвишават това ниво. Останалите траекторни линии, които съответстват на стартови ъгли от  $\varphi'$  до  $\varphi''$  (фиг. 7) ще бъдат различни по форма само за участъците, които са разположени над правата линия  $y=y_1$ . Движението на частиците в горните участъци ще се извършва с постоянна (средна) напречна скорост [6]

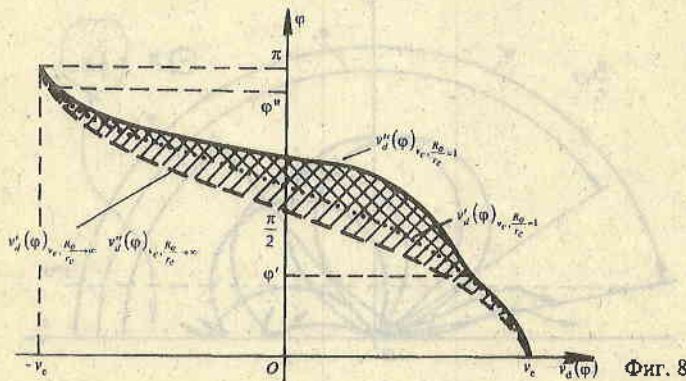
$$(15) \quad v_c(y_1) = \sqrt{v_c^2 - \frac{2qEy_1}{m}}$$

и по дъги от окръжност с постоянен (среден) ларморов радиус

$$(16) \quad r_c(y_1) = \frac{v_c(y_1)}{\omega}$$

Дрейфовата скорост  $v_d''(\varphi)$ , за отделна стъпка в условията на модела от фиг. 7, може да се опише аналитично като функция на стартовия ъгъл, но това не е направено тук.

На фиг. 8 е показано приблизителното разпределение на средната скорост на насочено движение в отделна стъпка  $v_d''(\varphi)_{v_c, \frac{R_0}{r_c} = 1}$  по стойностите на аргумента  $\varphi$  и за големина на стъпалния параметър  $E$ , която съответства на отношението  $\frac{R_0}{r_c} = 1$ . На същата фигура, но с пунктирна линия, отново е показана функцията  $v_d'(\varphi)_{v_c, \frac{R_0}{r_c} = 1}$  от фиг. 6, която е валидна при действие на хомогенно елект-



рическо поле  $E$ . Пак на същата фигура с прекъсвана линия са показани и съпадащите гранични функции  $v''_d(\varphi)_{v_e, R_0 \rightarrow \infty} \rightarrow v'_d(\varphi)_{v_e, R_0 \rightarrow \infty}$ , които се отнасят за безкрайно голямо електрическо поле ( $E \rightarrow \infty$ ).

Площта на фигурата от чертежа, която е единично шрихована, е право-пропорционална на макроскопичната скорост  $v_M$  за условията в модела от фиг. 4. Сумата от площите на единично и двойно шрихованите фигури е право-пропорционална на макроскопичната скорост  $v_M$  на йоните в условията на последния модел (фиг. 7).

Преимущества на последния модел за създаване и поддържане на „недисипативен“ преносен процес са безспорни спрямо модела от фиг. 4.

#### 4. Действие на топлинния двигател

Получените досега резултати са приложими за приблизителна качествена оценка на преносния процес в работния цилиндър на ТД, защото:

— В първо приближение цилиндричната дифузно-отражателна повърхност на корпуса се апроксимира с безкрайна плоска дифузно-отражателна повърхност ( $R_c \gg r_0$ );

— Разпределението на електрическото и магнитното поле в работния цилиндър (фиг. 3) се апроксимира със задоволителна точност чрез разпределението на полетата в модела от фиг. 7.

Следователно „недисипативният“ преносен механизъм, който е валиден за разглежданите досега плоски модели ще действа по аналогичен начин върху газовите йони в работния цилиндър.

Насоченото движение на газовите йони ще се осъществява около ротационната ос на цилиндъра и ще се затваря в кръгов макропоток. Кръговото движение на йоните ще се ограничава чрез съпротивлението на газовата среда. Ударното и електрическото взаимодействие между йоните ограничава техния свободен пробег по протежение на цилиндричната отражателна повърхност. Следователно големината на макроскопичната скорост  $v_M$  в работния обем ще бъде винаги по-малка от максималната скорост  $v''_M$ , която е определена в отсъствие на ударно и електрическо взаимодействие между отделните йони.

Логично е да се очаква, че преносният процес ще бъде забележим за концентрации, при които дължината на свободния пробег е по-голяма от средния ларморов радиус.

Ако газовите йони осъществяват в плоскостта на магнитно взаимодействие макроскопично движение по повърхността със средна скорост  $v_M$ , то те ще осъществяват и кръгово движение около ротационната ос на цилиндъра с макроскопична ъглова скорост

$$(17) \quad \omega_M = \frac{v_M}{R_c}.$$

Тук само ще вметнем, че ако в газовия обем, който е необходимо с ниска концентрация (висок до среден вакуум), има освен йони и неутрални молекули, то неутралната газова фаза ще има (чрез увеличаване) също ротационна компонента на движение  $\omega_N$ , която ще бъде по-малка от  $\omega_M$ .

Тогава ако системата на ТД е изолирана, то в нея ще се установи равновесен кръгов поток от газови частици. Този макропроцес ще бъде равновесен, защото за поддържането на кръговия поток практически не се извършва работа от вътрешни сили, а средното количество кинетична енергия, което се обменя между газовата среда и блокирания корпус (фиг. 2), клони към нула, когато макротемпературите на същите две тела са приблизително еднакви.

Очевидно е, че флуктуациите на характеристиките на топлинно движение на отделните йони, както и тези на целия ансамбъл ще бъдат значителни поради ниската концентрация на газовата среда. Следователно и флуктуациите на скоростните и енергетичните характеристики на кръговия поток ще бъдат значителни. Въпреки това макроскопичният пренос на частици е равновесен преносен процес, защото неговите параметри имат постоянна и различна от нула средна съставна при осредняване за големи интервали от време.

При своето равновесно ротационно въртене газовият обем осъществява триене с корпуса. Резултантната сила на триене създава въртящ момент, който може да развърти корпусния цилиндър, ако той не е блокиран.

До този момент изцяло пренебрегнахме процеса на електромагнитно излъчване, което осъществяват заредените частици в ТД (т. 3.1.6).

Всяка изолирана макроскопична система достига до състояние на равновесие, при което средните по време количества на излъчваната и обратно преобразуваната (в топлинно движение) електромагнитна енергия са равни (принцип на детайлното равновесие). Следователно във всяка изолирана и установена система електромагнитното излъчване е равновесен процес.

Електромагнитното излъчване в системата на ТД е съпътстващ и неопределящ процес за изследвания тук преносен макропроцес. В изолираната система на ТД двата паралелни процеса, този на пренос и съпътстващият го процес на електромагнитно излъчване, са свързани в общ процес, който е равновесен.

## 5. Обобщен модел на топлинен двигател

В т. 1 бяха разграничени два преносни процеса на йони под действие на магнитно поле. И двата вида пренос, единият по посока на вектор „ $n_1$ “ (1) и вторият по посока на вектор „ $n_2$ “ (2), са наречени там „недисипативни“ преносни процеси.

Изследваният модел на ТД може да бъде развит до „обобщен модел на ТД“.

Обобщен модел на ТД ще наречем всяка система със собствено магнитно поле, което действа в обема на закрыта среда с относително ниска концентрация (от висок до среден вакуум) и в която:

- има свободни и електрически заредени частици;
- макроразпределението на частиците в обема на средата е относително стационарно;
- заредените частици или част от тях участват най-малко в един „недисипативен“ преносен процес от вида на „ $n_1$ “ или „ $n_2$ “.

## 6. Обсъждане на получените резултати

Резултатите на направеното изследване могат да бъдат обобщени.

Кръговият поток от газови частици, който се установява в изолираната система на ТД, е равновесен преносен процес, защото:

- за неговото поддържане не се извършва работа от вътрешни сили;
- енергетичният обмен при механично взаимодействие на микрочастиците в еквипературната система е равновесен процес;
- процесите на излъчване и поглъщане на електромагнитна енергия в изолираната система са взаимноравновесни процеси.

Следователно кръговият поток от газови частици е преносен процес, който се характеризира с това, че:

- той е обективно недисипативен, т. е. той е вечен, когато системата е изолирана;
- той е „недисипативен“ с точност до количеството електромагнитна енергия, която се излъчва от електрически заредените частици при тяхното участие в същия преносен макропроцес за случая, когато системата е неизолирана.

В предложения теоретичен модел действа такъв преносен механизъм, чрез който една част от кинетичната енергия на хаотичното топлинно движение на всички микрочастици в макросистемата се трансформира в кинетична енергия на насочено макродвижение.

Когато работният цилиндър на модела има свобода на движение около ротационната си ос, то тогава той се развърта до крайна ъглова скорост, чрез повърхностно триене с кръговия газов поток.

Работата, която се извършва за развъртане на цилиндъра, е еквивалентна на количеството кинетична енергия, което е отнето от сумарната енергия на топлинното движение на всички микрочастици в макросистемата на ТД, т. е. тя е еквивалент на трансформираното количество пълна енергия.

Очевидна е необходимостта получените дотук резултати да бъдат проверени и чрез методите и средствата на термодинамиката.

В т. 3.1 бяха направени опростяващи допускания, които не компрометират приложението на получените резултати към реални системи, когато те могат да се сведат до обобщен модел на ТД.

Всички направени допускания освен това в т. 3.1.2 бяха коментирани дотук в една или друга степен и по отношение на тяхната същност, целесъобразност и граници на използване.

В т. 3.1.2 е прието, че концентрацията на газовите йони е постоянна величина, чрез предположение за идеален диелектрик (изолатор).

При използване на реален диелектрик йоните ще предизвикват йон-йонна, йон-електронна и йон-атомна емисия от повърхността или те ще се адсорбират или абсорбират в диелектрика. Тогава преносният процес в образец на ТД ще съществува само определено време — докато в газовата среда има свободни йони.

Какъв е смисълът на тази разработка, когато можем да очакваме, че един реален образец на ТД ще действа само няколко часа или денонощия?

Чрез теоретичното изследване, пренебрегвайки проблеми с диелектричния материал, ние се убедихме, че съществува един „недисипативен“ механизъм, който преобразува енергията на хаотичното топлинно движение в енергия на кръгово макродвижение.

Ако днес ние не можем да създадем ТД с трайно действие, то естествените космически тела със собствено магнитно поле могат да се сведат до обобщен модел на ТД с практически вечно действие, защото:

- макроразпределението на свободни електрически заредени частици в радиационните пояси на тези тела е относително постоянно чрез непрекъснат приток на заредени частици от космическа радиация;

— концентрацията на частици в радиационните пояси е относително ниска;

— електрически заредените частици в радиационните пояси са под действие на магнитно ( $B$ ,  $\text{grad } B$ ) и електрическо ( $E$ ,  $\text{grad } E$ ) поле.

Известно е, че в магнитосферите на естествените космически тела протичат и двата преносни процеса, които нарекохме „недисипативни“. От друга страна, космическите тела и техните радиационни пояси са свързани помежду си гравитационно, а в много от случаите и чрез разрежена атмосфера.

Тогава може да се предположи, че осевото въртене на естествените космически тела и образувания (планети, звезди, галактики и т. н.) се поражда и поддържа от кръгови преносни процеси на електрически заредени частици, чрез които в космическите системи се акумулира въртеливо макродвижение в продължение на милиарди години.

## Литература

1. Голант, В., А. Жилинский, С. Сахаров. Основы физики плазмы. М., Атомиздат, 1977.
2. Уэрт, Ч., Р. Томпсон. Физика твердого тела. М., Мир, 1969, с. 432.
3. Джанколи, Д. Физика. М., Мир, 1989, с. 606.
4. Детлаф, А., Б. Яворский. Курс физики. М., Высшая школа, 1989.
5. Киоль, М., И. Эихмейер. Техническая электроника. Т. I. М., Энергия, 1971.
6. Вацов, М. Физическа система в състояние на токово термодинамично равновесие. С., ИНРА, Рег. № 93993, 1991.

Постъпила на 12. XII. 1994 г.

### Equilibrium circle flux of gaseous ions in magnetic field

Milcho Vatsov

(Summary)

There are processes, during which takes place a directed transport of microparticles, which does not need work to be maintained. If the free microparticles, being in thermal motion in an insulated system, participate also in a process of transport, maintained without work, then under some conditions, an equilibrium circle transport of material will be observed in the system.