

ЕЛЕКТРОФІЗИКА

УДК:533.9, 524.1

Дойков Д.Н.

Одесский национальный морской университет

E-mail: doikov@mail.bg

Коллективные эффекты в запыленной плазме с магнитным полем, облучаемой жесткими излучениями

В работе вычислены коэффициенты переноса разреженной низкотемпературной плазмы (далее НТП) с конденсированной дисперсной фазой (далее КДФ) при характерных температурах $T = 50^{\circ}\text{K} - 100^{\circ}\text{K}$ в слабых внешних магнитных полях ($B = 10^{-6} - 1\text{Гаусс}$). Показаны последствия облучения НТП КДФ-плазмы потоками рентгеновских и γ – квантов, высокоэнергичными заряженными частицами (электронами, позитронами, протонами и α -частицами). Для систем положительно заряженных монодисперсных нано-частиц определены новые частоты коллективных МГД-колебаний. В этой связи, актуальной для интерпретации экспериментальных спектроскопических данных по рассеянию, является степень диссипативного рассеяния поступающей в систему энергии. На конкретных примерах рассмотрены последствия такого рассеяния. По своей природе первый вид рассеяния поступающей в рассматриваемые физические системы энергии состоит в локальных энергетических потерях при парных взаимодействиях с атомами, молекулами и КДФ среды. Вторым типом рассмотренных взаимодействий, это рассеяние потоков заряженных частиц и турбулентными (типа циклонических вихрей) структурами НТП с КДФ, находящейся во внешнем магнитном поле. Сравнением указанных двух механизмов диссипативных потерь показана их сопоставимость.

Ключевые слова: *конденсированная дисперсная фаза, низкотемпературная плазма в магнитном поле, поверхностный потенциал, коллективные процессы в плазме с КДФ.*

Введение. Присутствие частиц КДФ в НТП приводит к изменению энергетического и зарядового баланса в ней. В частицах КДФ с интересующими нас размерами в 10 – 20 нм. содержится $10^6 - 10^7$ атомов. При интересующих нас температурах в 50 К - 100 К и малой степени ионизации, происходящей под действием внешних факторов, КДФ аккумулирует как кинетическую, так и лучистую энергию окружающего газа и поля излучения. Эта энергия затем излучается в ИК-диапазоне спектра. Изучаемая среда разряжена в такой мере, что парные столкновения редки. Вместе с этим при отмеченных температурах наблюдается конденсационный рост размеров КДФ и формирование на их поверхности заряда. Как и в случае положительно заряженных частиц, о которых пойдет речь ниже, их присутствие в НТП приводит к изменению термодинамических характеристик плазмы, и, как следствие, к появлению так называемого «пылевого звука». Звуковые «ионные, электронные» волны, как и «пылевые» являются уникальными характеристиками запыленной МГД – плазмы и мощным диагностическим средством контроля различных МГД-неустойчивостей. В

дополнение к сказанному, присутствие заряженных частиц КДФв НТП приводит еще и к ее резкому охлаждению. Если рассмотренную среду с внешним магнитным полем поместить в поле жестких излучений или расположить на пути высокоэнергичных потоков заряженных частиц, то КДФ приобретает положительный заряд [4]. Наравне с КДФ окружающий газ тоже ионизируется. В сильно разреженной среде с указанными физическими условиями разряда (обратный поток электронов) частиц КДФ и электронная рекомбинация ионов маловероятна. Поэтому такую плазму будем считать полностью ионизованной. Сбрасываемые с поверхности КДФ в результате фото-эмиссии электроны по сути имеют значительные энергии, поскольку они являются Оже-электронами. Оже-электроны образуются как в монодисперсной КДФ [4], так и в газе [5]. В дальнейших расчетах МГД - состояний НТП с КДФ воспользуемся ранее полученными функциями распределения Оже – и тепловых электронов по вышеуказанным предыдущим работам автора. В настоящей работе изучаемая нами плазма представляет собою смесь твердых монодисперсных положительно заряженных частиц с размерами, варьируемыми в пределах 10-20 нм., а также положительно заряженных ионов водорода, гелия и электронов. К частицам КДФ отнесем частицы типа кристаллического графита и кремния. То есть частицы не имеют каких-либо аморфных модификаций либо аморфных примесных включений. Главной целью настоящей работы является получение новых спектроскопических МГД-характеристик для НТП с КДФ. Работа состоит из 5 разделов: введения, трех параграфов, посвященных коэффициентам переноса в полностью ионизованной запыленной плазме, коллективным, МГД-явлениям, постановке спектроскопических наблюдений рассматриваемой плазмы, дискуссии и заключения.

1. Коэффициенты переноса в полностью ионизованной НТП с КДФ в магнитном поле. Точные выражения для коэффициентов переноса вычислялись либо в предположении локального термодинамического равновесия в плазме, либо при малых отклонениях от него. Другими словами, локальная функция распределения считалась локально максвелловской, либо мало отличающейся от нее. В нашем случае частицы КДФ можно считать малоподвижными. Положительно заряженные ионы водорода имеют изначально максвелловское распределение по скоростям при температурах 50 К-100 К. Отдельно следует отметить функцию распределения электронов по скоростям. Она является суммой функций распределения электронов различного происхождения. А именно максвелловской функции распределения по скоростям для такой же температуры газа (50 К-100 К) и функции распределения для Оже-электронов, образованных при заполнении К-вакансий в атомах КДФ и газовой составляющей. В работе [5] показано, что за появление градиентов температур в НТП с КДФ в магнитном поле ответственны Оже-электроны. Их энергии достигают сотен электрон-вольт для атомов, входящих в состав КДФ (начиная с атомного номера 6 и выше). Важность вычисления коэффициентов переноса состоит в определении темпов диссипации энергии рассматриваемого газопылевого конгломерата. Будем рассматривать такие системы, где их масштаб L заметно

больше l – длины свободного пробега электронов, атомных ионов и монодисперсных частиц КДФ. В полностью ионизованной трехкомпонентной НТП с КДФ в магнитном поле при выполнении указанного соотношения между масштабами применим МГД подход. В настоящем разделе удобнее пользоваться системой СГС (температурой в eV, магнитным полем в Гауссах- GS). Особенность изучаемой физической системы состоит в том, что электронная функция распределения является двухкомпонентной [5], состоящей из «холодных» равновесных (максвелловских) – $f_M(E)$ и «горячих» - Оже-электронов $f_O(E)$, ионная – $f_i(E)$ и «пылевая» – $f_d(E)$. Такая 4-х компонентная НТП с КДФ будет учитываться при расчетах коэффициентов переноса. При интерпретации релаксационных процессов в НТП с КДФ рассматривались взаимодействия: холодных и Оже-электронов; холодных электронов – ионов; Оже-электронов – ионов; холодных электронов – КДФ; Оже-электронов – КДФ; ионов – КДФ с использованием функций распределения – $f_M(E)$, $f_{Auger}(E)$, $f_i(E)$ и $f_d(E)$. Три канала с участием холодных электронов можно описать основополагающими соотношениями методом Брагинского [1], считая плазму полностью ионизованной. Взаимодействие Оже-электронов с ионами и КДФ описано в виде ионизационных потерь [5]. Описание МГД НТП с КДФ начнем с вычисления времен релаксации каждого компонента к равновесию. Обычно, эти времена соответствуют времени возвращения возмущенной системы к равновесию. В нашем случае это время перераспределения энергии путем теплопередачи более «холодному» компоненту плазмы в случае замкнутости четырехкомпонентной плазмы. Другими словами, это время релаксации фиксированного начального состояния плазмы к ее термодинамическому равновесию. Под полной релаксацией системы будем понимать наибольшее время релаксации среди указанных шести каналов. Все каналы ведут в конечном счете к передаче энергии КДФ и ее переизлучению в ИК-области спектра и формированию фотоэлектронов. КДФ охлаждает плазму. Поток внешних излучений делает плазму открытой системой в которой происходит пополнение Оже-электронами и жесткими квантами каскадов после образования К-вакансий. Согласно [1] средние времена между столкновениями сопоставимы с временами релаксации рассматриваемой плазмы к локальному термодинамическому равновесию. В этом случае перепишем формулы [(2.5e),(2.5i)] из [1], дополнив третьим компонентом системы – КДФ.

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{m_e}T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}\lambda e^4 Z^2 n_i} = \frac{3.5 \cdot 10^4}{(\lambda / 10)} \cdot \frac{T_e^{3/2}}{Zn}, \quad (1)$$

$$\tau_i = \frac{3\sqrt{m_e}T_e^{3/2}}{4\sqrt{\pi}\lambda e^4 Z^2 n_i} = \frac{3.5 \cdot 10^4}{(\lambda / 10)} \cdot \left(\frac{m_i}{2m_p}\right)^{1/2} \cdot \frac{T_e^{3/2}}{Z^3 n}, \quad (2)$$

$$\tau_d = \frac{3\sqrt{m_e}T_e^{3/2}}{4\sqrt{\pi}\lambda e^4 Z^2 n_d} = \frac{3.5 \cdot 10^4}{(\lambda / 10)} \cdot \left(\frac{m_d}{2m_p}\right)^{1/2} \cdot \frac{T_e^{3/2}}{Z^3 n}. \quad (3)$$

Кулоновский логарифм λ в интересующих нас пределах энергий определяется следующим образом. При $T_e > 50\text{eV}$, $\lambda = 25.3 - 1.15 \lg n + 2.3 \lg T_e$. Цикло-

тронные частоты электронов – $\omega_e = 1.7610^7 \text{В}$ и ионов – $\omega_i = 0.96 \cdot 10^4 \frac{ZB}{m_i/m_p}$.

Для частиц КДФ – $\omega_d = 0.96 \cdot 10^4 \frac{ZB}{m_d/m_p}$. Квазинейтральность плазмы характеризуется соотношениями: $n = n_e = Z_i n_i + Z_d n_d$. По средним размерам полученных нами размеров монодисперсных частиц КДФ Дойков [4], потокам жестких квантов и высокоэнергичных частиц [5], скоростям процессов ионизации, вызывающих фото-эмиссию [10], [11] и результатам лабораторных измерений размеров КДФ [3] оценивался заряд Z_d . Полученный нами поверхностный потенциал частиц достигал десятков вольт. При принятых размерах КДФ это означает, что $Z_d \approx 10e - 50e$. Следуя значениям произведений $\omega\tau$ определим тип используемого приближения для дальнейших расчетов коэффициентов переноса. В рассматриваемых нами задачах, обычно $\omega\tau \gg 1$. Дальнейшие соотношения (2) – (6) взяты и работы Брагинского [1] и там, где это необходимо, дополнены нами для учета специфических условий в НТП с КДФ. Представим необходимые для дальнейшего рассуждения соотношения.

Электропроводность плазмы $\sigma_{\parallel}, \sigma_{\perp}$ и плотности токов J_{\parallel}, J_{\perp} связаны с силой трения (в виде джоулевых потерь тепла) $R_u = en \left(\frac{J_{\parallel}}{\sigma_{\parallel}} + \frac{J_{\perp}}{\sigma_{\perp}} \right)$. Знак \parallel – означает, что заданная величина продольная (вдоль среднего магнитного поля – \mathbf{B}) и \perp – поперечная перпендикулярная составляющие к внешнему магнитному полю. Здесь:

$$\sigma_{\perp} = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e} = \sigma_1 T_e^{3/2}, \sigma_{\parallel} = 1.96 \sigma_{\perp} = 1.96 \sigma_1 T_e^{3/2}, \sigma_1 = \frac{0.9 \cdot 10^{13}}{(\lambda/10)Z} \text{sec} \cdot \text{eV}^{-\frac{3}{2}} \quad (2)$$

Термосила – R_T . Изменение среднего импульса, вызванного температурными градиентами называется термосилой и обозначается как R_T :

$$R_T = -0.71 n_e u_{\parallel} - \frac{3}{2} \frac{n_e}{\omega_e \tau_e} \left[\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}, \nabla T_e \right]. \quad (3)$$

Потоки тепла формируются электронами и определяются выражениями:

$$q_u^e = 0.71 n_e T_e u_{\parallel} + \frac{3}{2} \frac{n_e T_e}{\omega_e \tau_e} \left[\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}, \mathbf{u} \right]. \quad (4)$$

$$q_T^e = -\chi_{\parallel}^e \nabla_{\parallel} T_e - \chi_{\perp}^e \nabla_{\perp} T_e - \frac{5}{2} \frac{c n_e T_e}{\omega_e \tau_e} \left[\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}, \nabla T_e \right]. \quad (5)$$

Коэффициенты теплопроводности в этих формулах равны:

$$\chi_{\parallel}^e = 3.16 \frac{n_e T_e \tau_e}{m_e}; \quad \chi_{\perp}^e = 4.66 \frac{n_e T_e}{m_e \omega_e^2 \tau_e}. \quad (6)$$

Для потоков тепла, сформированного ионным компонентом, представим следующие соотношения, которые справедливы как для пыли, так и для ионов атомов.

$$q_{i,d}^e = -\chi_{\parallel}^{i,d} \nabla_{\parallel} T_{i,d} - \chi_{\perp}^{i,d} \nabla_{\perp} T_{i,d} - \frac{5}{2} \frac{c n_{i,d} T_{i,d}}{ZeB} \left[\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}, \nabla T_{i,d} \right],$$

$$\chi_{\parallel}^{i,d} = 3.9 \cdot \frac{n_{i,d} T_{i,d} \tau_{i,d}}{m_{i,d}}, \quad \chi_{\perp}^{i,d} = 2 \cdot \frac{n_{i,d} T_{i,d}}{m_{i,d} \omega_{i,d}^2 \tau_{i,d}} \quad (7)$$

Теплопроводность вдоль поля больше у электронов, а поперек поля у атомных ионов и заряженной КДФ.

Вязкость плазмы. Определяется путем вычисления компонент тензора вязких напряжений (давлений) – $\pi_{\alpha,\beta}$, которые зависят как от производных от скоростей по различным осям $\frac{\partial V_{\alpha}}{\partial x_{\beta}}$, так и от их комбинаций. При отсутствии

магнитного поля имеем для ионов (i) и пыли (d) и электронов (e) следующие значения коэффициентов вязкости:

$$\eta_0^{i,d} = 0.96 n_{i,d} T_{i,d} \tau_{i,d}, \quad \eta_0^e = 0.73 n_e T_e \tau_e. \quad (8)$$

В присутствии магнитного поля В, направленного вдоль оси z возникает множество особенностей нетривиального характера, связанных с продольным (индекс 0) и поперечными (x, y) направлениями к магнитному полю. Комбинациями упомянутыми индексами получаем четыре компонента коэффициента вязкости плазмы для электронной, ионной и КДФ-компонент. В следствие возникшей сильной анизотропии среды возникает необходимость в рассмотрении еще четырех коэффициентов вязкости, умножаемых на комбинацию компонент тензора скоростей сдвига:

$$\eta_1^{i,d} = \frac{3}{10} \frac{n_{i,d} T_{i,d}}{\omega_{i,d}^2 \tau_{i,d}}; \eta_2^{i,d} = 4\eta_1^{i,d}; \eta_3^{i,d} = \frac{1}{2} \frac{n_{i,d} T_{i,d}}{\omega_{i,d}}; \eta_4^{i,d} = 2\eta_3^{i,d}. \quad (9)$$

Для электронов в случае присутствия однозарядных ионов в сильном магнитном поле коэффициенты вязкости равны [1]:

$$\eta_1^e = 0.51 \frac{n_e T_e}{\omega_e^2 \tau_e}; \eta_2^e = 4\eta_1^e; \eta_3^e = -\frac{1}{2} \frac{n_e T_e}{\omega_e}; \eta_4^e = 2\eta_3^e \quad (10)$$

При равенстве температур ионов и электронов вязкость ионов всегда выше вязкости электронов в сильных магнитных полях. Для ряда сред вычисления показаны в Таблице.

Сжимаемость. Сжатие (расширение) НТП с КДФ поперек сильного магнитного поля представляет собою, например, изменение компонент скоростей вдоль оси X. Во время такого сжатия магнитные силовые линии сгущаются (сжимаются) и магнитное поле растет пропорционально концентрации ионизованного вещества. В этом случае $\nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{\partial V_x}{\partial x} = -\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial t}$. В результате столкновений происходит выравнивание энергий частиц по разным направлениям. В разреженной плазме, рассматриваемой в настоящей работе, поперечное давление оказывается большим продольного на долю, определяемую соотношениями:

$$\pi_{x,x} = \pi_{y,y} \sim -p\tau \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial t} \sim \eta_0 \frac{\partial V_x}{\partial x} \sim \pi_{z,z} \quad (11)$$

Таблица 1

Коэффициенты переноса НТП с КДФ в магнитном поле, n в см^{-3}

	Ионо-сфера $n = 10^4$	Околозем. Простр-во $n = 10^3$	Вакуум. Камера $n = 10^2$
τ_e	$1.17 \cdot 10^3$	$1.17 \cdot 10^4$	$1.17 \cdot 10^5$
τ_l	$8.28 \cdot 10^2$	$8.28 \cdot 10^3$	$8.28 \cdot 10^4$
τ_d	$4.05 \cdot 10^6$	$4.05 \cdot 10^7$	$4.05 \cdot 10^8$
ω_e	$1.86 \cdot 10^7$	$1.86 \cdot 10^7$	$1.86 \cdot 10^7$
ω_l	$1.92 \cdot 10^4$	$1.92 \cdot 10^4$	$1.92 \cdot 10^4$
ω_d	$8.82 \cdot 10^{-4}$	$8.82 \cdot 10^{-4}$	$8.82 \cdot 10^{-4}$
σ_{\perp}	$3.01 \cdot 10^{13}$	$3.01 \cdot 10^{13}$	$3.01 \cdot 10^{13}$
σ_{\parallel}	$5.90 \cdot 10^{13}$	$6.14 \cdot 10^{13}$	$5.90 \cdot 10^{13}$
q_u^e	$7.10 \cdot 10^{11}$	$1.41 \cdot 10^{11}$	$7.10 \cdot 10^{11}$
χ_{\parallel}^e	$4.40 \cdot 10^{33}$	$4.05 \cdot 10^{33}$	$4.06 \cdot 10^{34}$
χ_{\perp}^e	$1.41 \cdot 10^{12}$	$1.41 \cdot 10^{11}$	$1.41 \cdot 10^{10}$
η_0^e	$8.55 \cdot 10^4$	$8.55 \cdot 10^5$	$8.55 \cdot 10^6$
$\eta_1^{i,d}$	$1.41 \cdot 10^{-14}$	$1.41 \cdot 10^{-17}$	$1.41 \cdot 10^{-18}$
$\eta_2^{i,d}$	$5.63 \cdot 10^{-16}$	$5.63 \cdot 10^{-17}$	$5.63 \cdot 10^{-18}$
$\eta_3^{i,d}$	$-4.27 \cdot 10^{-2}$	$-4.27 \cdot 10^{-3}$	$-4.27 \cdot 10^{-4}$
$\eta_4^{i,d}$	$-8.54 \cdot 10^{-2}$	$-8.21 \cdot 10^{-3}$	$-8.54 \cdot 10^{-4}$

Выделяемое за счет учитываемой вязкости тепло Q_{vis} обуславливается стремлением системы к установлению локального термодинамического равновесия:

$$Q_{vis} = -\pi_{\alpha\beta} \frac{\partial v_{\alpha}}{\partial x_{\beta}} = -\pi_{x,x} \cdot \frac{\partial v_x}{\partial x} \sim \eta_0 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x}\right)^2 \sim \eta_0 \left(\frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial t}\right)^2 \quad (12)$$

Согласно терминологии, введенной Брагинским величина Q_{vis} – носит название giro-релаксационного нагрева. В термодинамической интерпретации сжимаемость НТП с КДФ часто записывают в виде соотношения:

$$\mu_d = \left(\frac{1}{T}\right) \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_T = 1 + \frac{u(\Gamma)}{3} + \left(\frac{\Gamma}{9}\right) \frac{\partial u(\Gamma)}{\partial \Gamma} + \dots \quad (13)$$

Здесь $u(\Gamma)$ – избыток внутренней энергии диссипативной НТП с КДФ при изотермическом процессе. В данном случае его можно интерпретировать как работу сил вязкого трения Q_{vis} , обозначенную в формуле (12). Подобные процессы были предметом многочисленных замеров состояний плазмы в ионосфере Земли, дистанционных на Солнце, межзвездном пространстве и т.д. Среди наземных экспериментов спектр изучаемых состояний НТП весьма широк и расширяется с каждым годом. Особенное место здесь занимает решение задач на управляемый термоядерный синтез. В этих экспериментах присутствие твердых частиц провоцировало возникновение новых видов МГД волн и неустойчивостей. Твердые частицы в этом случае рассматривались как загрязняющий и теплоотводящий агент. При прохождении различных видов радиоволн через МГД НТП с КДФ во время течения там коллективных процессов наблю-

дается их резонансное поглощение, флуктуации и рассеяние. Рассеянию в таких физических системах подвергаются также и потоки заряженных частиц высоких энергий – космических лучей в космосе и потоков частиц на ускорителях, где в качестве мишени используется МГД НТП с КДФ. Определенные таким образом рассеивающие свойства МГД НТП с КДФ важны еще тем, что часто в подобных физических системах возникают турбулентные (например, по типу циклонических вихрей) движения вызывающих также специфическое рассеяние потоков электромагнитного излучения.

Остальные коэффициенты, приведенные в тексте, пропорциональны температурным градиентам – $\nabla_{\parallel} T_e$ и $\nabla_{\perp} T_e$ которые требуют комментариев. Примем сплюсненную цилиндрическую конфигурацию плазмы. Магнитное поле направим азимутально вдоль срединного разреза цилиндрического диска. Тогда градиент $\nabla_{\parallel} T_e$ является радиальной функцией, а $\nabla_{\perp} T_e$ поперечной. Наличие специфичной стационарной функции распределения электронов с двумя максимумами (тепловым и Оже-электронным) вызывают появление продольного градиента $\nabla_{\parallel} T_e$ (с хаотической частью) и $\nabla_{\perp} T_e$ – холловского (регулярного) с хаотичным Оже-компонентом. При экстремальных коэффициентах теплопроводности полностью ионизованной НТП с КДФ оба градиента вызывают интенсивный теплоотвод излишней (нетепловой) энергии плазмы. Обычно энергия отводится из системы в виде ИК-излучения. Другим важным источником теплоотвода является перераспределение энергии системы с возникновением различных видов неустойчивостей. Такие неустойчивости были открыты в работах [2,6,7] и приписаны наличию КДФ в НТП. Подчеркнем также, что избыточная энергия, закачиваемая в виде инжектирования со стороны атомов и КДФ Оже-электронов, теперь расходуется на модулирование различных типов звуковых колебаний. В том числе и пылевого звука.

3. Магнито – гидродинамическая, сильно разряженная, НТП с КДФ в поле жестких излучений. При условиях, когда газ нейтрален и идеален, в нем реализована только продольная упругость. В этих условиях, при создании малых возмущений, имеем формирование только звуковых (или ударных) волн. Поместим далее газ с КДФ в цилиндр, внутри которого имеем заданное поле жестких излучений. Считаем, далее, что внутри цилиндра создано однородное радиальное магнитное поле \mathbf{B} , параллельное плоскости оснований. Минимальный линейный размер фигуры (высоту) обозначим через L . Масса частиц КДФ согласно принятым в предыдущих разделах допущениям составляет 1% от массы газа. Средние размеры – 20 нм. Поверхностные потенциалы частиц варьируются от 1 до 50 В. Поле жестких излучений представлено потоком квантов с энергией, равномерно распределенной в интервале от 1 KeV до 1 GeV. Плазма, состоящая из «холодных», «горячих» Оже-электронов, ионов и заряженных частиц КДФ условно назовем четырехкомпонентной. Пусть в такую невозмущенную НТП с КДФ с внешним магнитным полем инжектируется слабый поток высокоэнергичных частиц, который создает малые возмущения плотности $\rho'_{e,i,d}$, давления $p'_{e,i,d}$ и магнитного поля $B'_{e,i,d}$. Линеаризация МГД уравнений

НТП с КДФ приводит к четырем системам уравнений для каждого компонента плазмы. Параметр Π является безразмерной величиной, дающий критерий применения метода линеаризации. Вторым важным упрощающим элементом является представление всех возмущенных величин в виде гармонических плоских волн с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} . Для этого МГД конфигурация должна быть глобально устойчивой, а возникающие коллективные колебания описываться плоскими волнами и эффективно переносящими механическую и электромагнитную энергию. В МГД-плазме как самосогласованной системе, интересующее нас модулирование МГД-волн создается даже в результате возмущения хотя бы одного из вышеуказанных параметров. Таким образом, имеем систему линеаризованных уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho'_{e,i,d}}{\partial t} + \rho_{e,i,d}^0 \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \\ \rho_{e,i,d}^0 \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -c_{e,i,d}^2 \nabla p'_{e,i,d} - \frac{1}{4\pi} [\mathbf{B}_{e,i,d}^0, \nabla \chi \mathbf{B}'_{e,i,d}] \\ \frac{\partial \mathbf{B}'_{e,i,d}}{\partial t} = \nabla \chi (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_{e,i,d}^0) \\ \Pi = \frac{4\pi e^2 n_e^2}{\rho c^2 k^2} \gg 1 \\ c_{e,i,d}^2 = \frac{\gamma p_{e,i,d}^0}{\rho_{e,i,d}^0} \end{array} \right. \quad (14)$$

Затем производя разложение в ряд Фурье в виде суперпозиции различных гармоник и подставляя их в первые три уравнения получим систему уравнений (16) в которых проведена замена операторов скорости изменения гидродинамических величин $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega$, и их градиентов -- $\nabla \rightarrow i\mathbf{k}$ в виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\omega}{\rho} + \mathbf{k} \cdot \mathbf{V} = 0 \\ -i\omega = -\frac{kc_s^2 \rho'}{\rho_0} - (\mathbf{B}_0 \chi (\mathbf{k} \times \mathbf{B}')) / 4\pi \rho_0 \\ -\omega \mathbf{B}' = (\mathbf{k} \chi (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0)) \end{array} \right. \quad (15)$$

Отметим, что в рассматриваемом нами цилиндре ось z направлена параллельно плоскости основания, вектор \mathbf{k} перпендикулярен плоскостям оснований цилиндра и магнитному полю и вдоль оси x . Соответственно ось y ортогональна векторам \mathbf{B}_0 и \mathbf{k} . При проектировании на оси X, Y, Z учитывается выполнение условия $\nabla \cdot \mathbf{B}' = 0$, показывающее ортогональность вихревого магнитного поля к волновому вектору \mathbf{k} . В системе уравнений (15) также обнаруживается отсутствие мнимого множителя i . Данное обстоятельство показывает, что вектора \mathbf{V} и \mathbf{B} колеблются в одной фазе и связаны пропорциональной зависимостью с действительными частями разложения в ряд Фурье в виде гармоник плоских волн – $\cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$. В рассматриваемой задаче всегда выполняется условие ортогональности скорости распространения возмущения \mathbf{V} и волнового вектора \mathbf{k} . Тогда возмущения плотности и давления вдоль магнитного поля не происходит, или $\mathbf{k} \cdot \mathbf{V} = 0$. Для компонент величин, входящих в систему уравнений (15) и принадлежащих проекциям (компонентам приведенных там век-

торных произведений) на оси Y справедлива система двух независимых уравнений:

$$\begin{cases} \frac{k_{\parallel} B_0}{4\pi\rho_0} B'_y + \omega V_y = 0, \\ k_{\parallel} B_0 V_y + \omega B'_y = 0. \end{cases} \quad (16)$$

Данная система однородных уравнений является разрешимой при выполнении следующего дисперсионного соотношения:

$$\omega^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} k_{\parallel}^2 = c_A^2 k_{\parallel}^2 = \frac{(\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k})^2}{4\pi\rho_0} \quad (17)$$

Величина c_A носит название альфвеновской скорости $c_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}$. Само возмущение магнитного поля в виде альфвеновской волны, распространяется вдоль оси Y со скоростью V_A -- $V_A^2 = \frac{B_y'^2}{4\pi\rho_0}$. Главной особенностью таких волн является то, что они не зависят сжимаемости (несжимаемости) жидкости. Все возмущения вдоль магнитных силовых линий распространяются с альфвеновской скоростью. Выпишем далее проекции векторных выражений в системе уравнений (16) на оси X и Z. Здесь вдоль оси Z₁ нами рассматривается проекция магнитного поля -B'. Третье уравнение в упомянутой системе спроектируем на Z Второе – на Z и X. В результате имеем четыре уравнения сискомыми переменными.

$$\begin{aligned} \omega \frac{\rho'}{\rho_0} &= k_x V_z + k_z V_x; \omega B' (4\pi\rho_0)^{-1/2} = c_A k V_x; \\ \omega V_x &= c_s^2 k_{\perp} \frac{\rho'}{\rho_0} + c_A k B' (4\pi\rho_0)^{-1/2}; \omega V_z = c_s^2 k_{\parallel} \frac{\rho'}{\rho_0}. \end{aligned} \quad (18)$$

Исключая возмущения плотности - ρ' и магнитного поля B' придем к системе однородных алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} (\omega^2 - c_s^2 k_{\perp}^2 - c_A^2 k^2) V_x - c_s^2 k_{\parallel} k_{\perp} V_z = 0 \\ (\omega^2 - c_s^2 k_{\parallel}^2) V_z - c_s^2 k_{\parallel} k_{\perp} V_x = 0 \end{cases} \quad (19)$$

Условие разрешимости системы (19) приводит к дисперсионному уравнению вида:

$$\omega^4 - \omega^2 (c_A^2 k^2 + c_s^2 k^2) + c_s^2 c_A^2 k^2 k_{\parallel}^2 = 0 \quad (20)$$

У которого существуют два корня:

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{1}{2} (c_A^2 + c_s^2) \pm \left[\frac{1}{4} (c_A^2 + c_s^2)^2 - c_s^2 c_A^2 k_{\parallel}^2 / k^2\right]^{1/2} \quad (21)$$

Полученные два корня представляют собой так называемые магнитозвуковые волны. Если в выражении (22) перед корнем стоит знак «+» то такая волна называется быстрой, знак «-» – медленной. В заключение, ограничимся результатом формального вывода энергии волн - ε_f:

$$\varepsilon_f = \left(\frac{p_0}{\gamma-1} + \frac{B_0^2}{8\pi}\right) + \left(\frac{c_s^2 \rho'}{\gamma-1} + \frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}'}{4\pi}\right) + \left(\frac{\rho_0 V^2}{2} + \frac{c_s^2 \rho'^2}{2\rho_0} + \frac{B'^2}{8\pi}\right) \quad (22)$$

Соотношение (23) дает физически важный критерий выбора упрощающих приближений в МГД НТП с КДФ. Для этого необходимо вычислить отношение электрической к магнитной энергии:

$$\frac{E^2}{B^2} \sim \left(\frac{VB_0}{c}\right)^2 / 4\pi\rho_0 V^2 \sim c_A^2/c^2 \ll 1 \quad (23)$$

В большинстве рассматриваемых задач для очень разреженной плазмы справедливо неравенство $c_A^2/c^2 \ll 1$, которое выполняется на больших расстояниях от заряженных частиц. Тогда, при выполнении условия (23), средняя энергия МГД волн ε_m определится двумя слагаемыми:

$$\varepsilon_m = \frac{\langle B'^2 \rangle}{4\pi} + \frac{\langle c_s^2 \rho'^2 \rangle}{\rho_0} \quad (24)$$

Первое слагаемое включает в себя в основном энергии магнитозвуковых волн - $\langle \varepsilon_{MS} \rangle = \rho_0 \langle V_y^2 \rangle = \frac{\langle B'^2 \rangle}{4\pi}$ (движущихся вдоль оси X). Для альфвеновских же волн - $\langle \varepsilon_A \rangle = \rho_0 \langle V_y^2 \rangle = \frac{\langle B_y'^2 \rangle}{4\pi}$ (движущихся вдоль оси Y). Второе слагаемое в (24) интерпретируется как средняя энергия звуковых волн в плазме. При условиях, когда $c_s \ll c_A$, где $c_s = \left(\frac{\gamma p_0}{\rho_0}\right)^{1/2}$ – звуковая скорость.

Другими словами, $\frac{B_0}{(4\pi\rho_0)^{1/2}} \gg \left(\frac{\gamma p_0}{\rho_0}\right)^{1/2}$ или $B_0 \gg (4\pi\gamma\rho_0)^{1/2}$. Для спектральной диагностики важны температурные флуктуации, происходящие в плазме в результате следования по ним МГД-волн. Такие мерцания часто приводят к атмосферным радишумам. Далее, получим и проинтерпретируем соотношения между энергиями локальных постоянных электрических полей (потенциальными полями, созданными поверхностными зарядами) и вихревыми, порожденными электромагнитной природой МГД-колебаний, в НТП с КДФ. Расчеты поверхностного потенциала КДФ показывают, что в звуковой волне потенциальное поле может быть, как больше, так и меньше вихревого. К радио мерцаниям, создаваемым запыленной плазмой также приводят возмущения температуры, плотности и давления в виде, определяемом по соотношению:

$$\frac{T'}{T_0} = \frac{p'}{p_0} - \frac{\rho'}{\rho_0} \quad (25)$$

4. «Пылевые» звуковые волны. Присутствие КДФ в ионосфере Земли на высотах 90-130 км. приводит к возникновению характерных для нее колебаний. То, что звуковые колебания в плазме с магнитным полем являются продольными было показано в работах [6], [7]. Ионно-звуковые колебания, возникающие на этих же высотах, гасятся за счет большей вязкости среды при их распространении. Частоты же пылевых звуковых волн составляют 0.1-25 Гц и мало подвержены влиянию вязкости атмосферы [6]. Во время выпадения метеорных потоков и других возмущений ионосферной плазмы происходит их модуляции на указанных частотах. Внеатмосферные явления в запыленной плазме с помощью прямых инструментальных измерений исследовать сложнее. Однако в последнее десятилетие работы по поиску гравитационных волн потребовали создания тысяч детекторов по всему земному шару для регистрации колебаний сред, вызванных различными источниками, на сверхдлинных волнах. Эти же детекторы пригодны для изучения инфразвука.

Интерес представляют среды, в которых характерные неоднородности L являются сравнимыми с длиной акустических пылевых или ионно-пылевых волн. В атмосфере Земли такими рассеивающими структурами представляются неоднородности в верхних слоях атмосферы в виде высоко расположенных облаков, созданных мощными извержениями вулканов или массивными лесными пожарами. Максимальные амплитуды подобных акустических волн на поверхности Земли составляют не более десяти паскаль, что позволяет их регистрировать современными методами. Подобные акустические волны модулируют воздействием мощными антенными системами на ионосферу Земли. При выходе за пределы возможностей прямых измерений амплитуд акустических ионно-плазменных и плазменно-пылевых волн нет. Вместе с тем, актуальна задача на определение такие последствия их распространения, которые вызывают изменение структуры объемных объектов, размещенных в газопылевой плазме. Приведем дисперсионные соотношения для пылевых звуковых волн, подходящие для изучения их прохождения через различные среды. Они были получены в работе[6, ф.19]:

$$\omega_s(K) = \sqrt{\frac{\omega_d^2}{b(K)} - \left(\frac{v_{dn}}{2}\right)^2} - i \frac{v_{dn}}{2}, \quad b(K) = 1 + \frac{1}{K^2 \lambda_{de}^2} \left(1 + \frac{\bar{v}_e}{v_{ch}}\right), \quad (26)$$

В последней формуле ω_d^2 – квадрат пылевой плазменной частоты: $\omega_d^2 = \frac{4\pi n_{d0} q_{d0}^2}{m_d}$; $m_d, n_{d0}, q_{d0}, \lambda_{de}$ – масса, концентрация, заряд и радиус Дебая в невозмущенном облаке у монодисперсных частиц. Величин \bar{v}_e – частотастолкновений электронов с КДФ; v_{dn} – то же самое для столкновений нейтральных атомов с КДФ. Пусть $I^{eq}(q_d)$ результирующий ток через поверхность частицы (фототок минус входящий ток).

$$v_{ch} = -\frac{1}{q_d} \left(\frac{\partial I^{eq}(q_d)}{\partial q_d}\right); \quad \lambda_{de} = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_e e^2}}; \quad v_{dn} = \frac{4}{2} \pi a^2 \sqrt{8T_n / \pi m_n n_n} (m_n / m_d) \quad (27)$$

Чтобы плазма излучала на частотах характерных звуковых (коллективных) колебаниях необходимо создать в ней условия для модуляционной неустойчивости. При этом необходимо, чтобы амплитуда электромагнитного (или иного) возмущения приводила к выполнению следующего соотношения в случае положительного заряда КДФ:

$$\frac{|E_0^2|}{4\pi n_{e0} k T_{e0}} \gg \max \left\{ \frac{3}{8} \frac{C_{sd} K}{v_e} \frac{\omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}{K^2 c^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^2}, \frac{3}{8} \frac{(\omega_{\chi_e})^3}{v_e C_{sd}^2 K^2} \frac{\omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}{K^2 c^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^2} \right\} \quad (28)$$

Коэффициенты электронной и ионной теплопроводности χ_e и χ_i входят в формулу (6) при наличии внешнего магнитного поля. Если магнитного поля нет, то входящая в выражение (29) электронная плазменная частота $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_{e0} e^2 / m_i}$, $\omega_{\chi} = \frac{(\omega_{\chi_e} + \omega_{\chi_i})}{2}$, $\omega_{\chi_e} = \chi_e K^2$, $\omega_{\chi_i} = \chi_i K^2$. $\chi_e = 3.167 T_e / (m_e v_e)$ и $\chi_i = 3.97 T_i / (m_i v_i)$. В случае получения модулирующего импульса достаточной мощности в области расположения частиц КДФ с положительным зарядом устанавливается следующее соотношение между интенсивностью электромагнитной волны накачки, частотой пылевых звуковых возмущений Ω и инкрементом Γ .

$$\Omega \approx \Gamma \approx \left\{ \nu_e \omega_{pe}^2 \left(\frac{\omega_{pe} C_{sd}}{\omega_0 c} \right)^2 \right\}^{1/3} \left(\frac{|E_0^2|}{4\pi n_{e0} k T_{e0}} \right)^{1/3}, \omega_\chi \gg \Omega \gg C_{sd} K \quad (29)$$

$$\Omega \approx \Gamma \approx \left(\omega_0 \frac{C_{sd}^2 \omega_{pe}^4}{X_e \omega_0^4} \right)^{1/2} \left(\frac{|E_0^2|}{4\pi n_{e0} k T_{e0}} \right)^{1/2}, \Omega \gg \omega_\chi \gg C_{sd} K \quad (30)$$

Максимальная амплитуда изменения давления в точке принимающего сигнал детектора в однородной атмосфере - $P_{max}(r, t)$ окончательно запишем в виде:

$$P_{max}(r, t) = \frac{\rho_0 V_1}{4\pi r} \left(\frac{\delta K}{K} \right) \left(\frac{\varphi_0 n_{do} q_{do}}{P_{no}} \right) \frac{1}{\omega_{s0}^{-2} + \nu_{do}^{-2}}. \quad (31)$$

Как и в предыдущих случаях, индекс «0» означает невозмущенное значение: давления – P_{no} , плотности – ρ_0 , заряда – q_{do} . ω_{s0} – действительная часть выражения (27). V_1 – объем неоднородности (облака НТП с КДФ), заполненного частицами. $\delta K, \varphi_0$ – возмущенное абсолютное значение волнового вектора распространявшейся пылевой звуковой волны и абсолютное максимальное значение ее амплитуды.

5. Турбулентность МГД НТП с КДФ. Формально, турбулентность возникает в физических системах, в которых при наличии вязкости и выполнении ряда формальных соотношений. Состоит в возникновении распада направленного движения вещества из-за определенного типа вязкости. В рассматриваемых нами задачах в этом случае имеем турбулентные (часто вихреобразные новообразования) структуры в среде. Турбулентность в НТП с КДФ может проявляться также при наличии внешнего магнитного поля - B_0 . В формальных соотношениях, которыми будем руководствоваться ниже, выделена такая их комбинация, которые дают безразмерные величины. В частности к ним отнесем H и R_m (называемого магнитным числом Рейнольдца). Характерными параметрами физических систем будем считать: V – скорость; L – размер структуры; B_0 – индукция внешнего магнитного поля; ρ_0 – плотность; σ_0 – проводимость.

$$H = \frac{c B_0 m_i}{4\pi \rho_0 V L} = \frac{\omega_e \tau_e}{R_m}, R_m = \frac{4\pi \sigma_0 V L}{c^2}. \quad (32)$$

Изучение турбулентных сред (и не только) удобно анализировать данными безразмерными числами. В ионосфере Земли формула (33) и Таблица 1. дают оценки: $H \gg 1$; $R_m \approx 100$. То есть в ионосфере R_m приобретает пограничное значение, при котором возможна слабая турбулентность на фоне регулярных потоков вещества. Для остальных случаев $H \gg 1$; $R_m \gg 100$ магнитные числа Рейнольдца показывают развитую турбулентность МГД НТП с КДФ. На фоне турбулентных структур нижней атмосферы и ионосферы (в магнитном поле Земли) рассеиваются интенсивные потоки космических лучей. А. Петрухин [8] помощью мюонного телескопа ОЯУ МИФИ впервые фиксировали значительные вариации вторичных мюонов во время штормовых атмосферно-циклонических процессов в нижней атмосфере и аномальных магнитных бурь в ионосфере. Тогда интерпретация подобных явлений атмосферными турбулентными явлениями не нашла поддержки у метеорологов. Однако сейчас, в результате подробных, громоздких расчетов турбулентных явлений в МГД НТП с КДФ было показана, достаточная для измерений, степень рассеяния космиче-

ских лучей вплоть до сверхвысоких энергий. Данная проблема будет предметом подробного рассмотрения в следующей статье.

Заключение.

В настоящей работе рассмотрено влияние коэффициентов переноса на коллективные процессы в разреженной МГД НТП с КДФ. Используются полученные ранее характеристик монодисперсных КДФ ($r \approx 10 - 20 \text{ nm}$; $Z \approx 20e$; $n \approx 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$) в результате воздействия на них жестких излучений. Сочетание таких условий позволило определить следующие отличительные особенности изученных физических систем:

1. В МГД НТП с КДФ наличие внешнего поля жестких излучений приводит к формированию специфичной функции распределения электронов по энергиям с двумя максимумами (тепловым и Оже). Условные градиенты температур велики. Они формируют новые каналы интенсивной теплопередачи от энергичных электронов положительно заряженным частицам КДФ.

2. Так же, как и в установках типа «ТОКАМАК», загрязнители в виде КДФ осуществляют интенсивный теплоотвод в плазме, разрушают устойчивость МГД-конфигураций. Это подтверждается значительными порядками величин коэффициентов теплопроводности и проводимости МГД НТП с КДФ. Нарушение устойчивости МГД конфигураций приводит к модуляции коллективных колебаний, задаваемых формулами (29)-(31). В отдельных случаях в разреженной плазме распады модулируют ударные МГД-волны ($C_A \gg C_S$).

3. Новый вид коллективных колебаний под названием «пылевой звук» модулируется до больших амплитуд для характерного монодисперсного распределения по размерам микрочастиц. Такие инфразвуковые волны обладают малым инкрементом затухания и имеют большую проникающую способность. Это также означает, что, зародившись в одной части пространства с должной амплитудой, такая волна разрушает масштабную конфигурацию в другой его части.

4. Облучение МГД НТП с КДФ жесткими квантами и частицами высоких энергий вызывает возникновение значительных потоков тепла от образованных Оже-электронов к КДФ и далее перерабатываемых в собственное излучение частиц. Только низкоэнергетические электроны при этом участвуют в рекомбинации атомных ионов с образованием слабых рекомбинационных линий.

Литература:

1. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. – 1963. – Вып.1. – С. 183-272.
2. Дубинов А.Е., Колотков Д.Ю., Сазонкин М.А. Нелинейная теория ионно-звуковых волн в запыленной электрон-позитрон-ионной плазме // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82, Вып.5. – С.7-15.
3. Дойков Д.Н., Маренков В.И., Чесноков М.Н. Эволюция размеров частиц конденсированной дисперсной фазы в низкотемпературной плазме // Физика аеродисперсных систем. – 1987. – Вып. 31. – С.145-150.

4. Дойков Д.Н. Формирование и эволюция частиц конденсированной дисперсной фазы в поле жестких излучений // Физика аеродисперсных систем. – 1987. – Вып. 56. – С.138-152
5. Дойков Д.Н., Андриевский С.М., Ющенко А.В. Емісія газу і пилу в холодних середовищах із підвищеним умістом радіоактивного ізотопу титану ^{44}Ti . // Журнал фізичних досліджень. – 2018. – Вип. 22. – С. 2901
6. Копнин С.И., Попель С.И., Минг Ю. Пылевые звуковые волны в ионосфере: механизмы генерации, проявления, геофизические следствия. – Секция А. Физика околоземного космического пространства. БШФФ-2009. – С. 123–126.
7. Морозова Т.И. Нелинейные эффекты в процессах зарядки пылевых частиц и в пылевой плазме в окрестностях Луны и Земли. Канд. дисс. ИКИ АН РФ. 2018.
8. Петрухин А.А. НОЦ НЕВОД Института ядерной физики и технологий НИЯУ МИФИ. 2013. – частное сообщение.
9. Hasegawa H., Kozasa T. Condensation of Dust Particles // Progress of Theoretical Physics. Suppl. – 1988. – № 92, Ch.9. – P. 107 – 120.
10. Weingartner J.C., Draine B.T., Barr D.K. Photoelectric Emission from Dust Grains Exposed to Extreme Ultraviolet and X-ray Radiation // Astrophysical Journal. – 2006. – V. 645. – P.1188–1197

Doikov D. N.

Collective effects in a dusty plasma with a magnetic field irradiated by hard radiation

SUMMARY

The transfer coefficients of a rarefied low-temperature plasma (hereinafter referred to as LTP) with a condensed dispersed phase (hereinafter referred to as CDF) were calculated for characteristic temperatures $T = 50 - 100$ K in weak external magnetic fields ($B = 10^{-6} - 1$ Gauss). These effects of irradiation of LTP CDF plasma with X-ray and γ -ray fluxes, high-energy charged particles (electrons, positrons, protons and α -particles) are shown. For systems of positively charged monodisperse nanoparticles, new frequencies of collective MHD oscillations are determined. Significant physical differences between such interacting systems and their influence on the redistribution between the kinetic energy of particle flows and (also the energy of incident quanta of hard radiation) to magnetic and vice versa are shown. In this regard, the degree of dissipative scattering of energy entering the system is relevant for the interpretation of experimental spectroscopic data on scattering. The effects of such scattering are considered on specific examples. By its nature, the first type of scattering of the energy entering the physical systems under consideration consists in local energy losses due to pair interactions with atoms, molecules, and CDF of the medium. The second type of interactions considered is the scattering of charged particle flows and turbulent (like cyclonic vortices) LTP structures with CDF located in an external magnetic field. Comparison of these two mechanisms of dissipative losses shows their comparability. For the physical systems considered above, the transfer coefficients we are received. The relaxation times— τ and gyrofrequencies— ω for a two-component electron gas during its interaction with CDF and ions of atoms and molecules in an external magnetic field are shown. For this multicomponent plasma, based on the Braginsky criteria ($\omega\tau \gg 1$, or $\omega\tau \ll 1$), for applying the previously obtained relations for the transfer coefficients between various plasma components are shown. It was found that the thermal, low-energy electronic component of the LTP is responsible for

the recombination of atomic ions and the discharge of CDFs. The high-energy electrons Auger component leads to large temperature gradients and, as a consequence, significant heat fluxes. In turn, it has been shown that large temperature gradients cause significant currents of the charged component of NTP (electrons, atomic and molecular ions, CDF). It is shown that, in turn, the plasma generates local magnetic fields. The magnetic Reynolds number $R_m \gg 1$ who was calculated in this work are shown that the plasma becomes turbulent. The main conclusion of the work is the proof that a charged monodisperse ultra-low density CDF in the field of hard radiation and an external magnetic field is almost always turbulent.

Дойков Д. М.

Коллективні ефекти в запыленій плазмі з магнітним полем, що опромінюється жорсткими випромінюваннями

АНОТАЦІЯ

В роботі обчислені коефіцієнти переносу розрідженої низькотемпературної плазми (далі НТП) з конденсованою дисперсною фазою (далі КДФ) при характерних температурах $T = 50 - 100\text{K}$ в зовнішніх магнітних полях ($B = 10^{-6} - 1$ Гаусс). Показані наслідки опромінення НТП КДФ-плазми струмами рентгенівських і γ - квантів, високо енергійними зарядженими частинками (електронами, позитронами, протонами і α -частинками). Для систем позитивно заряджених монодисперсних наночастинок визначені нові частоти колективних МГД-коливаль. У зв'язку з цим, актуальною для інтерпретації експериментальних спектроскопічних даних по розсіюванню, є ступінь дисипативного розсіювання енергії, яка надходить в систему. На конкретних прикладах розглянуто наслідки такого розсіювання. По за своєю природою перший вид розсіювання енергії що надходить в розглянуті фізичні системи полягає в локальних енергетичних втратах при парних взаємодіях з атомами, молекулами і КДФ середовища. Другий тип розглянутих взаємодій - це розсіювання потоків заряджених частинок і турбулентними (типу циклонічних вихорів) структурами НТП з КДФ, що знаходяться в зовнішньому магнітному полі. Порівнянням зазначених двох механізмів дисипативних втрат показана їх сумісність. Для розглянутих вище фізичних систем проведені розрахунки коефіцієнтів переносу. Отримано часи релаксації - τ і гірчастоти - ω двокомпонентного електронного газу при його взаємодії з КДФ і іонами атомів і молекул у зовнішньому магнітному полі. Для даної багатокомпонентної плазми, на основі критеріїв Брагінського ($\omega\tau \gg 1$, або $\omega\tau \ll 1$), показані критерії застосування отриманих раніше співвідношень для коефіцієнтів переносу між різними компонентами плазми. Виявлено Отримано, що тепловий, низькоенергетичний електронний компонент НТП відповідає за рекомбінацію атомних іонів і розряд КДФ. Високоенергетичний електронний Оже-компонент призводить до великим температурним градієнтам і, як наслідок, до значних теплових потоків. У свою чергу показано, великі температурні градієнти викликають значні струми зарядженої компоненти НТП (електронів, атомних і молекулярних іонів, КДФ). Показано, що в свою чергу, плазма породжує локальні магнітні поля. Обчислені в даній роботі значення магнітного числа Рейнольдса $R_m \gg 1$ показують, що плазма стає турбулентною. Головним висновком роботи є доказ того, що заряджена монодисперсна КДФ наднизької щільності в полі жорстких випромінювань і зовнішньому магнітному полі практично завжди є турбулентною.