

Рекомбинационная неустойчивость пылевой плазмы несамостоятельного разряда в столкновительном режиме

© И.И. Андрияшин, В.А. Жеребцов

Акционерное общество „Государственный научный центр Российской Федерации — Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского“,
249033 Обнинск, Россия
e-mail: zherebtsov@ippe.ru

(Поступило в Редакцию 3 ноября 2015 г.)

Исследована рекомбинационная неустойчивость пылевой плазмы самостоятельного разряда, поддерживаемого пучком ионизирующего излучения, в условиях, когда столкновения ионов с атомами в заряженном слое у пылевой частицы существенно влияют на поток ионов на частицу. Показано, что столкновения ионов повышают устойчивость плазмы. Проанализирована зависимость условий развития неустойчивости и ее инкремента от параметров разряда.

Введение

Пылевая плазма, создаваемая продуктами ядерных реакций (ядерно-возбуждаемая пылевая плазма), перспективна для ряда технологических приложений [1–4]: прямое преобразование ядерной энергии в электрическую энергию и энергию лазерного излучения, очистка помещений и промышленных установок от пылевых частиц, сепарация пылевых частиц по размерам и массам и др. Для разработки этих приложений необходимо изучение свойств пылевой плазмы в широком диапазоне условий. Исследование физических явлений в ядерно-возбуждаемой пылевой плазме представляет значительный интерес для выявления фундаментальных свойств плазменных сред.

Для моделирования ядерно-возбуждаемой пылевой плазмы используются самостоятельные разряды, поддерживаемые пучками протонов и электронов [5–7]. В работе [8] предложены модификации схемы самостоятельного разряда, позволяющие сформировать протяженные ловушки пылевых частиц и исследовать в наземных условиях процессы в ядерно-возбуждаемой пылевой плазме с пространственными размерами, существенно превышающими размеры пылевых структур, достигнутые в настоящее время. Одними из наиболее важных и интересных процессов в такой плазме являются коллективные процессы, приводящие к развитию различных типов ее неустойчивости и формированию нестационарных и стационарных пространственно-неоднородных пылевых структур [2,3,9].

В работе [10] исследовалась устойчивость пылевой плазмы самостоятельного разряда, поддерживаемого потоком ионизирующего излучения. Показано, что в такой плазме может развиваться апериодическая рекомбинационная неустойчивость, приводящая к расслоению плазмы на области с повышенной и пониженной концентрацией пылевых частиц.

В [10] рассматривался разряд при низком давлении инертного газа, когда длина свободного пробега ионов

больше длины экранирования пылевых частиц, поэтому для упрощения расчетов и получения результатов качественного характера столкновениями ионов с атомами в заряженном слое вокруг пылевых частиц пренебрегалось, и ионный ток на частицу вычислялся в приближении ограниченного орбитального движения [2,3]. Однако особенностью самостоятельного разряда в этих условиях является большое превышение температуры электронов над температурой ионов и атомов [8], когда глубина потенциальной ямы для ионов вокруг пылевой частицы (порядка температуры электронов) значительно превышает энергию иона, образующегося в результате перезарядки при столкновении первичного иона с атомом. В этих условиях даже редкие столкновения ионов с атомами в заряженном слое вокруг частицы могут приводить к существенному увеличению ионного тока на нее [3]. Увеличение ионного тока на частицу приводит к снижению ее заряда, силы, действующей на нее со стороны электрического поля, и силы ионного увлечения, играющих определяющую роль в процессе развития неустойчивости. С другой стороны, увеличение ионного тока на частицу приводит к снижению концентрации электронов и ионов в плазме и увеличению температуры электронов, что также существенно сказывается на процессе развития неустойчивости. С повышением давления газа эти процессы становятся еще более важными. В настоящей работе исследуется влияние столкновений ионов в заряженном слое вокруг частицы на параметры плазмы разряда и развитие рекомбинационной неустойчивости пылевой плазмы.

Постановка задачи

Для нахождения условий развития апериодической рекомбинационной неустойчивости и ее инкремента рассмотрим неограниченную слабоионизованную плазму, состоящую из электронов, ионов, атомов и пылевых частиц. Концентрации электронов и ионов поддерживаются постоянным источником интенсивностью (или

скоростью генерации ионов) q_b [$1/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$]. Такая плазма качественно моделирует пылевую плазму в протяженной пылевой ловушке [8] с параметрами несамостоятельного разряда, характерными для экспериментов [5,6]. Особенности такого разряда являются небольшое, порядка 133 Па, давление инертного газа в камере прибора и невысокая, порядка 10^{-6} А/см², плотность тока пучка протонов. Однако вследствие низкой скорости объемной рекомбинации, определяемой конверсией атомарных ионов в молекулярные и поглощением электронов и ионов пылевыми частицами, концентрации электронов и ионов в столбе разряда оказываются высокими, порядка 10^{10} – 10^{11} при концентрации пылевых частиц микронного размера до 10^5 см⁻³.

Рассматривая длинноволновые возмущения с длиной волны $\lambda > 10^{-1}$ см и учитывая, что неустойчивость развивается медленно (инкремент порядка 0.1–1 с⁻¹), для описания ионов и пылевых частиц можно использовать гидродинамическое приближение, сохранив производную по времени только в уравнении непрерывности для пылевых частиц, а распределение концентрации электронов n_e можно полагать равновесным [10]

$$\frac{\partial n_i V_i}{\partial x} = q_b - v_c n_i - n_d n_i J_i, \quad (1)$$

$$m_i n_i V_i \frac{\partial V_i}{\partial x} = -T_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + e n_i E - m_i n_i V_i v_{ia}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial n_d V_d}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$m_d n_d V_d \frac{\partial V_d}{\partial x} = -T_d \frac{\partial n_d}{\partial x} + Z_d e n_d E - m_d n_d V_d v_{da} + m_d n_d V_d v_{di}, \quad (4)$$

$$E = -\frac{T_e}{e} \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial x}, \quad (5)$$

где x — пространственная координата; m_i , m_d , n_i , V_i , V_d , T_i , T_d — массы, концентрации, дрейфовые скорости и температуры ионов и пылевых частиц; $n_i J_i$ — поток ионов на пылевую частицу; $Z_d e$ — заряд пылевой частицы; e — элементарный заряд; E — напряженность электрического поля; v_c — частота конверсии атомарных ионов в молекулярные, определяющая скорость диссоциативной рекомбинации ионов и электронов [8]; v_{ia} — частота столкновений ионов с атомами; v_{da} — эффективная частота передачи импульса при столкновении пылевых частиц с атомами газа; v_{di} — эффективная частота столкновений пылевых частиц с ионами, рассчитываемая из силы ионного увлечения; n_e , T_e — концентрация и температура электронов.

Поток ионов на пылевую частицу равен потоку электронов $n_e J_e$ [11]

$$n_i J_i = n_e J_e. \quad (6)$$

Из условия квазинейтральности плазмы имеем

$$n_e = n_i + Z_d n_d. \quad (7)$$

Рассматривая пылинки с радиусом $r_d \ll \lambda_{De}$ (λ_{De} — электронный дебаевский радиус), можно связать заряд пылевой частицы с потенциалом ее поверхности относительно невозмущенной плазмы $\psi_s < 0$ [12]:

$$Z_d = \frac{\varphi_s r_d}{e}. \quad (8)$$

В работе [3] проанализированы результаты различных расчетов потока ионов на пылевую частицу и предложена формула, удовлетворительно аппроксимирующая результаты расчетов в широком диапазоне условий — от бесстолкновительного режима (приближение ограниченного орбитального движения) до сильностолкновительного, когда столкновения ионов с атомами определяют их движение в заряженном слое у пылевой частицы

$$n_i J_i = \left(\frac{1}{n_i J_i^{WC}} + \frac{1}{n_i J_i^{SC}} \right)^{-1}, \quad (9)$$

где

$$n_i J_i^{WC} = n_i \frac{1}{4} S_d v_{Ti} \left[1 - \frac{T_e}{T_i} \frac{e\varphi_s}{T_e} + 0.1 \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^2 \left(\frac{e\varphi_s}{T_e} \right)^2 \frac{\lambda_D}{I_i} \right], \quad (10)$$

$$J_i^{SC} = \sqrt{2\pi} \frac{I_i}{r_d} \frac{e\varphi_s}{T_i} \quad (11)$$

— потоки ионов на пылевую частицу в слабостолкновительном и сильностолкновительном режимах; $S_d = 4\pi r_d^2$ — площадь поверхности пылевой частицы; $v_{Ti} = \sqrt{8T_i/(\pi m_i)}$ — тепловая скорость ионов, $\lambda_D = 1/\sqrt{\lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}}$ — дебаевский радиус, определяющий ширину заряженного слоя у пылевой частицы; $\lambda_{De,i} = \sqrt{T_{e,i}/(4\pi n_{e,i} e^2)}$ — электронный, ионный дебаевский радиус; I_i — длина свободного пробега ионов. Учитывая, что в характерных условиях несамостоятельного разряда в слабостолкновительном режиме $e\varphi_s/T_e$ порядка нескольких единиц, а T_e/T_i порядка десяти, последний член в скобках в (10), определяющий поток ионов на пылевую частицу вследствие их столкновений в заряженном слое у частицы, может превышать второй член в скобках даже при λ_D/I_i меньше единицы.

Характерное сечение электрон-атомных столкновений для инертных газов обычно на один-два порядка меньше сечения ион-атомных столкновений, так что для расчета потока электронов на пылевую частицу можно воспользоваться бесстолкновительным приближением

$$n_e J_e = n_e \frac{1}{4} S_d v_{Te} \exp\left(\frac{e\varphi_s}{T_e}\right), \quad (12)$$

где $v_{Te} = \sqrt{8T_e/(\pi m_e)}$ — тепловая скорость электронов, m_e — масса электрона.

Уравнения (1)–(7) с учетом (8)–(12) образуют замкнутую систему уравнений для n_e , n_i , n_d , V_d , V_i , Z_d , E . В систему как параметр входит температура электронов T_e , которую определим ниже.

Стационарное состояние

Неоднородность плазмы и макроскопические потоки ее компонент в стационарном состоянии не являются определяющими факторами для развития рекомбинационной неустойчивости [10], поэтому стационарное состояние плазмы несамостоятельного разряда считаем однородным без макроскопических потоков. В этих предположениях уравнения (2)–(5) в стационарном состоянии удовлетворяются. При этом стационарная концентрация пылевых частиц n_{d0} оказывается параметром, который должен быть задан. Выражая концентрации ионов и электронов из (1), (7) и подставляя их в (6), получим с учетом (8), (9) уравнение для потенциала ϕ_s , в которое входит температура электронов,

$$\frac{q_b}{v_c + n_{d0}J_i} \frac{J_i}{S_d \frac{1}{4} v_{Ti}} = \sqrt{\frac{T_e m_i}{T_i m_e}} \exp\left(\frac{e\phi_{s0}}{T_e}\right) \times \left(\frac{q_b}{v_c + n_{d0}J_i} + n_{d0} \frac{r_d \phi_{s0}}{e}\right). \quad (13)$$

Здесь J_i после исключения концентраций ионов и электронов оказывается функцией ϕ_s . Нижним индексом 0 помечены величины в стационарном состоянии.

Температуру электронов находим из баланса энергии электронного газа, который определяется поступлением энергии от пучка ионизирующего излучения Q_b [13] и потерями энергии вследствие упругих столкновений электронов с атомами Q_{ea} и ионами Q_{ei} , поглощения электронов пылевыми частицами Q_{ed} и вследствие неупругих столкновений электронов с атомами Q_{en} [14–16]:

$$Q_b(T_e) = Q_{ea}(T_e, \phi_{s0}) + Q_{ei}(T_e, \phi_{s0}) + Q_{ed}(T_e, \phi_{s0}) + Q_{en}(T_e, \phi_{s0}), \quad (14)$$

где

$$Q_b = q_b \left(\frac{E_1}{2} - \frac{3}{2} T_e\right),$$

$$Q_{ea} = 3 \frac{m_e}{m_a} v_{ea} n_{e0} (T_e - T_i),$$

$$Q_{ei} = 3 \frac{m_e}{m_i} v_{ei} n_{e0} (T_e - T_i),$$

$$Q_{ed} = (-e\phi_{s0} + 2T_e) n_{d0} n_{e0} J_{e0},$$

$$Q_{en} = E_1 n_a n_{e0} v_{Te} a (E_1 + 2T_e) \exp(-E_1/T_e),$$

Значение основных параметров разряда

Давление аргона	$P = 133 \text{ Па}$
Температура атомов и ионов	$T = 300 \text{ К}$
Плотность тока пучка протонов	$i_b = 10^{-6} \text{ А/см}^2$
Энергия пучка протонов	$\epsilon_b = 1.6 \cdot 10^6 \text{ эВ}$
Концентрация пылевых частиц из CeO_2	$n_{d0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$
Радиус пылевых частиц	$r_d = 0.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$

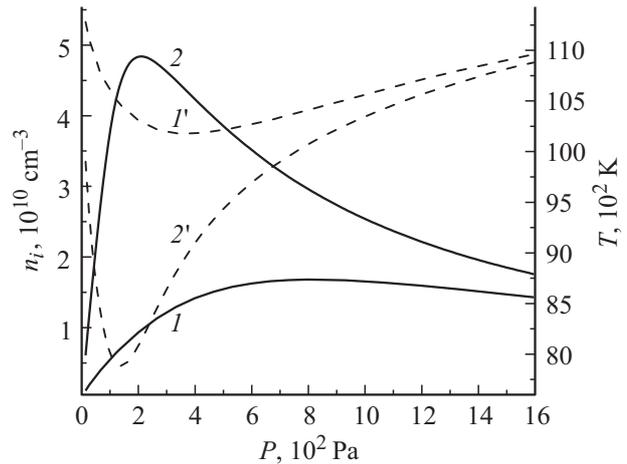


Рис. 1. Концентрация ионов ($I, 2$) и температура электронов ($I', 2'$) при $n_{d0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ (I, I') и $n_{d0} = 2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ($2, 2'$). Сплошные кривые относятся к левой оси, штриховые — к правой.

E_1 — потенциал возбуждения резонансного уровня атома, m_a — масса атома, n_a — концентрация атомов, v_{ea}, v_{ei} — частоты столкновений электронов с атомами и ионами, a — тангенс угла наклона сечения неупругого возбуждения резонансного уровня атома вблизи порога $\sigma_n = a(E - E_1)$.

Из численного решения системы трансцендентных уравнений (13), (14) находим потенциал поверхности пылевых частиц и температуру электронов, а затем концентрации электронов, ионов и заряд пылевых частиц в стационарном состоянии.

Основные расчеты проводились при условиях, характерных для экспериментов [5,6] и приведенных в таблице. В этих условиях температура электронов $T_e = 10470 \text{ К}$, концентрации электронов $n_e = 6.83 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и ионов $n_i = 6.89 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, заряд пылевых частиц $Z_d = -558$, $\lambda_D/I_i = 0.549$. В пренебрежении столкновениями ионов в слое у частицы имеем [10] $T_e = 8710 \text{ К}$, $n_e = 2.07 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_i = 2.08 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $Z_d = -744$, $\lambda_D/I_i = 0.316$. Таким образом, даже в слабо-столкновительном режиме столкновения ионов в слое у частицы приводят к существенному снижению концентраций электронов и ионов, заряда пылевых частиц и повышению температуры электронов. Это, в свою очередь, приводит к увеличению параметра λ_D/I_i , характеризующего интенсивность столкновений в слое.

Как будет показано ниже, на развитие рекомбинационной неустойчивости в основном влияют изменения параметров стационарного состояния плазмы, обусловленные столкновениями ионов. Поэтому рассмотрим зависимость стационарного состояния плазмы от параметров разряда. На рис. 1–3 приведены результаты расчета зависимости параметров плазмы от давления аргона и плотности тока пучка протонов для условий, приведенных в таблице, и двух концентраций пылевых частиц $n_{d0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ (кривые I, I') и $n_{d0} = 2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$

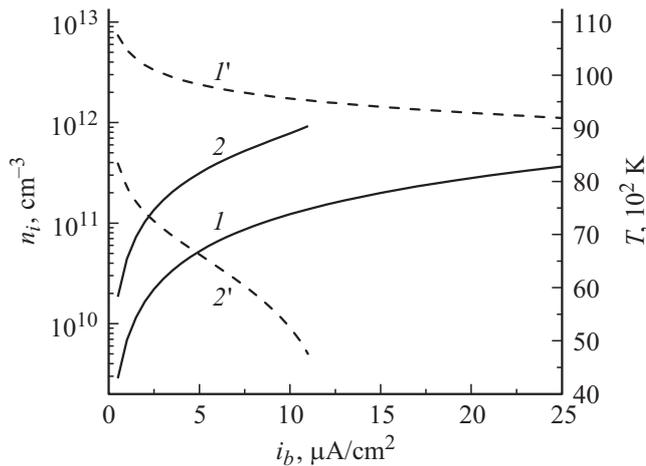


Рис. 2. Концентрация ионов ($I, 2$) и температура электронов ($I, 2'$) при $n_{d0} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (I, I') и $n_{d0} = 2.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ($2, 2'$). Сплошные кривые относятся к левой оси, штриховые — к правой.

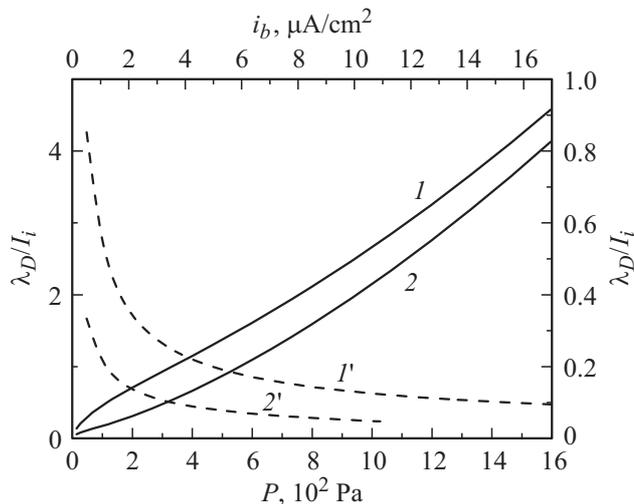


Рис. 3. Параметр λ_D/I_i при $n_{d0} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (I, I') и $n_{d0} = 2.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ($2, 2'$). Сплошные кривые относятся к левой и нижней осям, штриховые — к правой и верхней.

(кривая $2, 2'$). На рис. 1, 2 показаны зависимости концентрации ионов и температуры электронов от давления аргона и плотности тока пучка протонов.

При низких давлениях аргона в рассматриваемых условиях основным каналом потерь ионов оказывается их рекомбинация на пылевых частицах, так что с ростом давления концентрация ионов

$$n_{i0} = \frac{q_b}{\nu_c + n_{d0} J_{i0}}$$

растет пропорционально давлению. С увеличением давления пропорционально P^2 растет скорость конверсии атомарных ионов в молекулярные и их диссоциативная рекомбинация. Когда этот канал потерь ионов становится основным, концентрация ионов спадает обратно

пропорционально давлению. Максимум n_i находится при давлении, когда интенсивности двух каналов потерь ионов сопоставимы. С ростом плотности тока пучка пропорционально i_b растет концентрация ионов.

Зависимость температуры электронов от давления аргона и плотности тока пучка протонов качественно демонстрирует зависимость, обратную зависимости концентрации ионов, поскольку потери энергии электронного газа пропорциональны $n_e \approx n_i$. Отметим, что в рассматриваемых условиях при изменении давления и плотности тока протонов основные каналы потерь энергии электронов оказываются различными. Если при небольших давлениях энергия электронов в основном уносится электронами, поглощенными пылевыми частицами, то при более высоких давлениях энергия в основном затрачивается на возбуждение атомов.

На рис. 3 показаны зависимости параметра λ_D/I_i , характеризующего интенсивность столкновений в заряженном слое у пылевой частицы, от давления аргона и плотности тока пучка протонов. С ростом давления параметр λ_D/I_i быстро увеличивается и движение ионов в слое у частицы определяется столкновениями с атомами. С увеличением плотности тока пучка протонов параметр λ_D/I_i уменьшается вследствие роста концентраций электронов и ионов (рис. 2), так что при достаточно больших i_b столкновениями ионов в слое можно пренебречь.

Устойчивость стационарного состояния

Для нахождения условий устойчивости плазмы и инкремента развития возмущений γ представим параметры плазмы в виде $f(x, t) = f_0 + f_1 \exp(jkx + \gamma t)$, где нижним индексом 1 помечены возмущения, k — волновое число возмущения, j — мнимая единица. Линеаризуя уравнения (1)–(7) по возмущениям и приравнявая нулю детерминант однородной системы линейных уравнений, находим инкремент неустойчивости

$$\gamma = \gamma_0(1 - a_{ac1} - k^2 \Lambda_{dd} - d). \tag{15}$$

Параметры, входящие в выражение (15), приведены в приложении.

Инкремент γ зависит от k^2 , поскольку в рассматриваемой плазме нет выделенного направления. При $k = 0$ инкремент равен нулю. Аналогично [10] разложим (15) по k^2 и, используя для силы ионного увлечения в слабостолкновительном режиме выражение (2.70) из [3] и полагая $q_b = \alpha_b n_a i_b$, получаем условие развития возмущений при малых волновых числах

$$\eta \approx \left(\frac{\sqrt{2}\alpha_b}{\sigma_{ia}} \frac{\pi e^4 \Pi}{4T_1^2} \frac{1}{e} \right) \frac{|\varphi_{s0}| r_d i_b}{K_c n_a^2 + n_{d0} J_{i0}} > 1, \tag{16}$$

где Π — модифицированный кулоновский логарифм, α_b — коэффициент, зависящий от энергии протонов, σ_{ia} — сечение столкновений ионов с атомами, K_c —

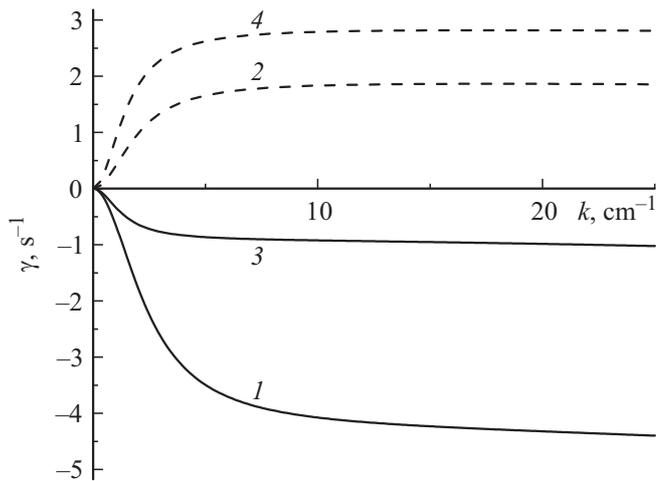


Рис. 4. Зависимость инкремента от волнового числа при $i_b = 10^{-6}$ (1, 3), $8 \cdot 10^{-6}$ A/cm² (2, 4).

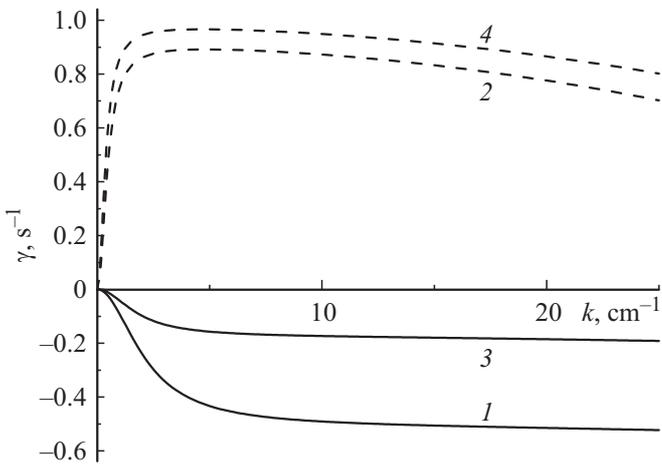


Рис. 5. Зависимость инкремента от волнового числа при $n_{d0} = 2.5 \cdot 10^4$ cm⁻³ и $P = 266$ (1, 3), 33.2 (2, 4).

константа скорости конверсии атомарных ионов в молекулярные. Выражение (16) по виду совпадает с выражением (23) в [10], так что качественные особенности перехода плазмы в неустойчивое состояние, найденные в [10], сохраняются при учете столкновений ионов с атомами в слое у частицы. Так, плазма может перейти в неустойчивое состояние при увеличении плотности тока протонов, уменьшении концентрации пылевых частиц и давления газа или уменьшении радиуса пылевых частиц. Однако существенная зависимость параметров стационарного состояния плазмы от столкновений ионов с атомами в слое у частицы, в частности увеличение $n_{d0}J_{i0}$ и уменьшение $|\varphi_s|$ из-за столкновений ионов, приводит к большей стабильности плазмы.

На рис. 4–6 показаны зависимости инкремента γ от волнового числа k , рассчитанные для условий таблицы, но для различных значений некоторых параметров. Расчеты проводились с учетом (кривые 1, 2) и без учета

(кривые 3, 4) столкновений ионов с атомами в заряженном слое у пылевой частицы. Зависимости на рис. 4 рассчитаны для двух значений плотности тока пучка протонов. Как и в [10], инкремент растет с увеличением плотности тока протонов. На рис. 5 зависимости $\gamma(k)$ рассчитаны для двух значений давления аргона. Со снижением давления газа инкремент увеличивается. На рис. 6 зависимости $\gamma(k)$ рассчитаны для двух значений концентрации пылевых частиц. Уменьшение концентрации пылевых частиц увеличивает инкремент.

Как видно из рис. 4–6, столкновения ионов с атомами в слое у пылевой частицы, не изменяя качественно зависимости $\gamma(k)$, могут приводить к существенному снижению инкремента. Причем это снижение наиболее существенно при более низких плотностях тока протонов, более высоких давлениях газа и концентрациях

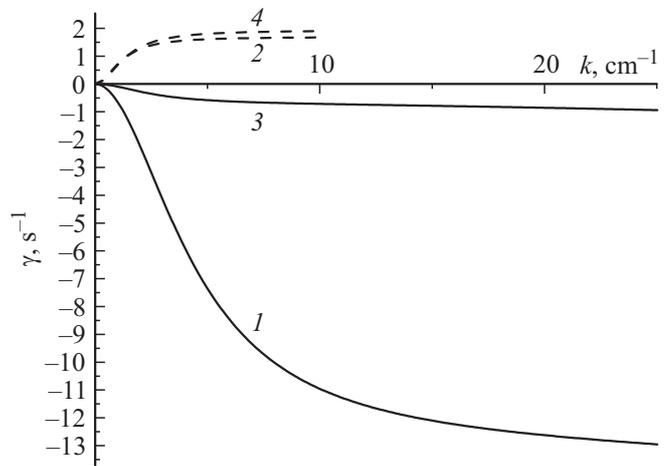


Рис. 6. Зависимость инкремента от волнового числа при $n_{d0} = 5 \cdot 10^5$ (1, 3), 10^4 cm⁻³ (2, 4).

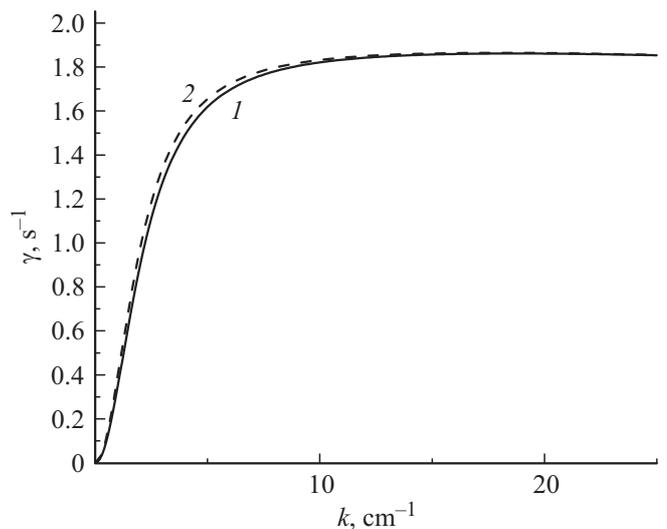


Рис. 7. Зависимость инкремента от волнового числа при $i_b = 8 \cdot 10^{-6}$ A/cm². 1 — с учетом возмущений „столкновительных“ членов в выражении (9), 2 — без учета возмущений „столкновительных“ членов в выражении (9).

пылевых частиц, когда параметр λ_D/I_i , характеризующий интенсивность столкновений ионов с атомами в заряженном слое у пылевой частицы, оказывается большим (рис. 3). Учет столкновений ионов не приводит к изменению и других качественных закономерностей развития рекомбинационной неустойчивости, найденных в [10].

Отметим интересную особенность влияния столкновений ионов с атомами в слое у частицы на развитие рекомбинационной неустойчивости. Анализ показал, что на инкремент неустойчивости в основном влияют изменения параметров стационарного состояния плазмы, обусловленные столкновениями ионов. Возмущения же членов, связанных со столкновениями в выражении (9), на инкремент влияют слабо. Так, на рис. 7 показаны зависимости $\gamma(k)$, рассчитанные в условиях таблицы, но при плотности тока протонов $8 \cdot 10^{-6}$ А/см², без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) возмущений членов, связанных со столкновениями в выражении (9). Как видно из рисунка, кривые 1 и 2 практически совпадают.

Заключение

Вследствие значительного превышения температуры электронов над температурами атомов и ионов в пылевой плазме несамостоятельного разряда, поддерживаемого пучком ионизирующего излучения, столкновения ионов с атомами в заряженном слое у пылевой частицы существенно увеличивают поток ионов на пылевую частицу даже при низких давлениях газа. Это, в свою очередь, ведет к снижению концентрации электронов и ионов, заряда пылевых частиц. Исследовано влияние столкновений ионов на параметры стационарного состояния плазмы разряда и его устойчивость. Показано, что столкновения ионов снижают инкремент рекомбинационной неустойчивости. Причем основной вклад в изменение инкремента вносят изменения параметров стационарного состояния плазмы разряда. На качественные зависимости инкремента от параметров разряда столкновения ионов влияют слабо.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и правительства Калужской области (проект № 14-42-03006-р_центр_а).

Приложение

Параметры, входящие в уравнение (15):

$$\gamma_0 = \frac{n_{d0}}{n_{i0}} \frac{v_{di}}{v_{da}} i_{i0},$$

$$d = \frac{(1 - a_d c_1 - a_d k^2 \Lambda_{ii})(a_e c_1 + c_2 - k^2 \Lambda_{de})}{a_e c_1 + c_2 + k^2 (\Lambda_{ie} + a_e \Lambda_{ii})},$$

$$i_{i0} = n_{i0} J_{i0},$$

$$a_e = \frac{1 + \frac{n_{d0}}{n_{e0}} \frac{r_d T_e}{e^2} \frac{1+a_3}{1+a_1} \frac{n_{e0}}{n_{i0}}}{1 + \frac{n_{d0}}{n_{i0}} \frac{r_d T_e}{e^2} \frac{1-a_2}{1+a_1} \frac{n_{e0}}{n_{i0}}},$$

$$a_d = \frac{Z_{d0}}{1 + \frac{n_{d0}}{n_{i0}} \frac{r_d T_e}{e^2} \frac{1-a_2}{1+a_1}},$$

$$c_1 = \frac{n_{d0}}{n_{i0}} \left(\frac{q_b}{n_{d0} i_0} - \frac{a_1 + a_2}{1 + a_1} \right),$$

$$c_2 = \frac{n_{d0}}{n_{i0}} \frac{a_1 - a_3}{1 + a_1}, \quad \Lambda_{ii} = \frac{T_i}{m_i} \frac{1}{v_{di} i_0}, \quad \Lambda_{ie} = \frac{T_e}{m_i} \frac{1}{v_{ia} i_0},$$

$$\Lambda_{dd} = \frac{T_d}{m_d} \frac{1}{v_{di} i_0} \frac{n_{i0}}{n_{d0}},$$

$$\Lambda_{de} = \frac{Z_{d0} T_e}{m_d} \frac{1}{v_{di} i_0},$$

$$A_1 = \frac{S_d}{4} \frac{T_e v_{Ti}}{J_{i0} e}$$

$$\times \frac{\left(\frac{e}{T_i} - \frac{0.2 \left(\frac{e}{T_i} \right)^2 \frac{1}{I_i} \frac{e Z_d}{r_d} j_w^{-1}}{\sqrt{\frac{4\pi e^2 n_{e0}}{T_e} + \frac{4\pi e^2 n_{i0}}{T_i}}} \right) + \frac{1}{\sqrt{2\pi} \frac{I_i}{r_d}}}{j_c},$$

$$A_2 = \frac{S_d}{4} \frac{T_e v_{Ti}}{J_{i0}} n_{i0}$$

$$\times \frac{0.1 \left(\frac{e}{T_i} \right)^2 \frac{1}{I_i} \left(\frac{e Z_d}{r_d} \right)^2 \frac{4\pi e^2}{T_i}}{2 j_w j_c \left(\frac{4\pi e^2 n_{e0}}{T_e} + \frac{4\pi e^2 n_{i0}}{T_i} \right)^{\frac{3}{2}}},$$

$$A_3 = \frac{S_d}{4} \frac{T_e v_{Ti}}{J_{i0}} n_{e0}$$

$$\times \frac{0.1 \left(\frac{e}{T_i} \right)^2 \frac{1}{I_i} \left(\frac{e Z_d}{r_d} \right)^2 \frac{4\pi e^2}{T_e}}{2 j_w j_c \left(\frac{4\pi e^2 n_{e0}}{T_e} + \frac{4\pi e^2 n_{i0}}{T_i} \right)^{\frac{3}{2}}},$$

$$j_c = \left(\left[1 - \frac{1}{T_i} \frac{e^2 Z_d}{r_d} + \frac{0.1 \left(\frac{e}{T_i} \right)^2 \frac{1}{I_i} \left(\frac{e Z_d}{r_d} \right)^2}{\sqrt{\frac{4\pi e^2 n_{e0}}{T_e} + \frac{4\pi e^2 n_{i0}}{T_i}}} \right]^{-1} - \frac{1}{\sqrt{2\pi} \frac{I_i}{r_d} \frac{1}{T_i} \frac{e^2 Z_d}{r_d}} \right)^2,$$

$$j_w = \left(1 - \frac{1}{T_i} \frac{e^2 Z_d}{r_d} + \frac{0.1 \left(\frac{e}{T_i} \right)^2 \frac{1}{I_i} \left(\frac{e Z_d}{r_d} \right)^2}{\sqrt{\frac{4\pi e^2 n_{e0}}{T_e} + \frac{4\pi e^2 n_{i0}}{T_i}}} \right)^2.$$

Список литературы

- [1] Фортон В.Е., Петров О.Ф. // ТВТ. 2010. Т. 48. № 6. С. 991–1004.
- [2] Ваулина О.С., Петров С.Ф., Фортон В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А. Пылевая плазма: эксперимент и теория. М.: Изд-во физ.-мат. лит.-ры. 2009. 316 с.
- [3] Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space / Ed. by V.E. Fortov, G.E. Morfill. Boca, Raton, London, New York: CRC Press, Taylor and Francis Group. 2012. 444 p.

- [4] Синкевич О.А., Депутатова Л.В., Филинов В.С., Форттов В.Е., Наумкин В.Н., Владимиров В.И., Мешакин В.И., Рыков В.А. // ТВТ. 2012. Т. 50. № 1. С. 3–17.
- [5] Fortov V.E., Rykov V.A., Budnik A.P., Filinov V.S., Deputatova L.V., Rykov K.V., Vladimirov V.I., Molotkov V.I., Zrodnikov A.V., Dyachenko P.P. // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 351. P. 296–301.
- [6] Депутатова Л.В., Владимиров В.И., Филинов В.С., Форттов В.Е., Будник А.П., Дьяченко П.П., Рыков В.А., Рыков К.В. Прикладная физика. 2009. № 1. С. 46–52.
- [7] Филиппов А.В., Бабичев В.Н., Дятко Н.А., Паль А.Ф., Старостин А.Н., Таран М.Д., Форттов В.Е. // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. Вып. 2. С. 386–399.
- [8] Андрюшин И.И., Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Жеребцов В.А., Мешакин В.И., Прудников П.И., Рыков В.А. // ТВТ. 2013. Т. 51. № 6. С. 811–819.
- [9] Цытович В.Н., Гусейн-заде Н.Г. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 7. С. 587–621.
- [10] Андрюшин И.И., Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Жеребцов В.А., Мешакин В.И., Прудников П.И., Рыков В.А. // ТВТ. 2014. Т. 52. № 3. С. 345–351.
- [11] Морфилл Г., Цытович В.Н. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. № 8. С. 727–736.
- [12] Игнатов А.М. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 1. С. 52–63.
- [13] Елецкий А.В. // УФН. 1978. Т. 125. Вып. 2. С. 279–314.
- [14] Стаханов И.П., Степанов А.С., Пащенко В.П., Гуськов Ю.К. Плазменное термоэмиссионное преобразование энергии. М.: Атомиздат. 1968. 390 с.
- [15] Бакирт Ф.Г., Дюжнев Г.А., Марциновский А.М., Мойжес Б.Я., Пикус Г.Е., Сонин Э.Б., Юрьев В.Г. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. М.: Наука, ГРФМЛ. 1973. 480 с.
- [16] Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. В кн.: Вопросы теории плазмы. В. 1 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183–272.