

Дойков Д. Н.

Одесский национальный морской университет

Формирование и эволюция частиц конденсированной дисперсной фазы в поле жестких излучений

В настоящей работе рассмотрены макроскопические характеристики низкотемпературной плазмы (НТП), связанные с образованием и эволюцией конденсированной дисперсной фазой (КДФ) в присутствии равномерно объемно распределенных протон-избыточных радиоактивных изотопов. Отдельно описана структура поля жестких излучений с ранее полученными функциями источников $S(E)$ и распределения электронов по энергиям $f(E)$. НТП с КДФ расширяется в вакуум в адиабатическом режиме, поэтому для решения уравнений движения газа использовался метод размерности и подобия Седова для задачи о точечном взрыве и дальнейшем расширении газа в вакуум. В рамках данного метода использованы полуэмпирические безразмерные показатели степеней при искомым термодинамических параметрах. Начало формирования КДФ фиксировано по регистрации момента возникновения наблюдаемых ИК-избытков в расширяющемся газе. Показаны особенности процессов нуклеации, состоящие в том, что в качестве мономеров, участвующих в конденсации представлены двух-трехатомные молекулы на основе кремния и углерода, а затравкой могут быть ионизированные макромолекулярные комплексы. В уравнениях равновесной и неравновесной нуклеации и дальнейшего роста частиц КДФ были учтены последствия наличия поля жестких излучений $S(E)$. Показано, что вызываемая ими фото-эмиссия с поверхности ядер конденсации формирует положительный заряд и, как следствие, поверхностный потенциал, достигающий до 100 В. Получены соотношения для вероятности и коэффициента налипания положительно заряженных и нейтральных молекулярных ионов, участвующих в конденсации. Полученные результаты использованы для определения эволюции функции распределения частиц по размерам $N(a)$ КДФ в НТП и сравнения ее с $N(a) = N_0 a^{-3.5}$, полученной с помощью изучения околоземного космического пространства. Показано, что в сильно разреженной НТП обратный поток заряженных частиц в виде электронов и положительно заряженных молекулярных ионов в поле жестких излучений не компенсирует выходящий поток фотоэлектронов. В этом случае для левого крыла $N(a)$ – малых частиц, существует нижний предел размеров $a_{\min} \sim 10 \text{ \AA}$, при котором наступает их разрушение за счет кулоновских сил. Крыло функции $N(a)$, соответствующей большим размерам, ограничено значениями порядка $a_{\min} \sim 10^3 \text{ \AA}$. Предложено, что в расширяющемся газе такое ограничение вызвано истощением содержаний соответствующих мономеров в единице объема.

Ключевые слова: конденсированная дисперсная фаза, низкотемпературная плазма, поверхностный потенциал, взрывные оболочки.

Введение. Радиоактивный распад в разреженной НТП с КДФ является источником энергии, создающим нетепловое поле излучений и, как следствие, эмиссионные спектры. Эксперименты с такими средами показали наличие значительной доли квантов, образованных каскадными переходами на К-вакансии атомов. В результате каскадных переходов на К-вакансию одновременно наблюдается сброс с атомов Оже-электронов в окружающую среду [4]. Как след-

ствие имеем функцию распределения электронов - $f(E)$ по энергиям с двумя максимумами. Это низкоэнергетический максвелловский и высокоэнергетичный – Оже-максимум. Наличие Оже-максимума в $f(E)$ и фотонов жестких излучений в НТП с КДФ приводит к тому, что «охлажденный» до низких температур газ, формирует собственную нетепловую эмиссию. Причем собственное излучение НТП с КДФ разделяется на нетепловое излучение самой НТП и излучение КДФ. Составляющая энергии излучения рассматриваемого газопылевого ансамбля в красной и ИК-частях спектра в подавляющем числе практически важных экспериментов приписывается КДФ. Разность интегральных потоков, создаваемых НТП без КДФ и с КДФ в приближении локального термодинамического равновесия назовем в ИК-эксцессом. Если в изучаемых процессах разрешение по времени высокочувствительных по монохроматическим потокам спектроскопических приборов заметно выше, то начальный момент формирования ИК-эксцесса в собственном излучении НТП в качестве первого приближения можно считать началом образования КДФ. Собственное излучение КДФ определяется совокупностью двух основных факторов – распределением частиц КДФ по размерам $N(a,t)$ и физико-химической их структурой. Характерные эмиссионные полосы в ИК-диапазоне спектров НТП с КДФ позволяют осуществлять сужение выбора конкретных частиц. В результате получаем возможность зондирования образования и эволюции КДФ в НТП с помощью нового метода дистанционного спектроскопического анализа термодинамического состояния газовой фракции среды, расширяющейся в вакуум. Момент стабилизации излучающих свойств КДФ (их ИК-эксцессов) в свою очередь показывает остановку эволюции - стабилизацию $N(a)$. Наличие конечного стабилизированного распределения $N(a)$ позволяет нам сформулировать новую задачу – формирования и эволюции КДФ в НТП в поле жестких излучений, возникающих во всем объеме рассматриваемой физической системы в результате распада протон-избыточных нестабильных ядер. В настоящей работе предложен метод, позволяющий изучать физическое состояние КДФ с помощью учета комбинированного самосогласованного воздействия на частицы КДФ быстрых окружающих Оже-электронов и жестких излучений и обратно – частиц КДФ на окружающую среду – НТП. Также определено влияние на образование КДФ фотоэлектронной эмиссии с поверхности КДФ в НТП.

1. Особенности образования КДФ в НТП при резком расширении в вакуум. Рассматриваемые процессы резкого (взрывного) выделения энергии, сопровождаются специфичным расширением газа в вакуум или в среду с заметно меньшей плотностью. Вне зависимости от масштаба явления и граничных параметров процесса формирование КДФ происходит на относительно коротких интервалах, когда степень пресыщения и концентрация соответствующего мономера достаточна для старта процессов нуклеации и дальнейшего роста КДФ. В решаемой нами задаче рост размеров КДФ в таких средах ограничен уменьшением потоков мономера и воздействием внешних факторов, в виде жестких излучений вследствие радиоактивного распада. Чтобы описывать количественную картину образования КДФ в адиабатической фазе разлета продук-

тов взрывного горения удобно и физически обосновано использование автоматического приближения Седова. С помощью этого приближения хорошо изучен широкий класс явлений в атмосфере Земли, околоземном космическом пространстве и в астрофизических объектах. При этом между термодинамическими параметрами разлетающегося газа наблюдался степенной характер связи, а решение уравнений газовой динамики методом Седова приводят к достаточно простым соотношениям, включающим безразмерные показатели степеней, определяемыми из экспериментов. При решении задачи необходимо из предварительных экспериментов оценить шаг изменения по времени, по координате состояния расширяющейся в условный вакуум системы. Для этого в начале вычислить для граничных значений процесса сопоставленные характерными релаксационными временами процессов, приводящими к образованию и эволюции КДФ. Минимальное из обозначенных релаксационных времен обозначим через τ_{\min} . Тогда шаг по времени составит $t_0, t_0 \ll \tau_{\min}$. Без принятия других предположений, кроме сферичности взрыва и адиабатического характера расширения обозначим плотность - $\rho(M_r, t_0)$ и среднюю термодинамическую температуру газа - $T(M_r, t_0)$ в зависимости от массовой переменной - M_r , обычно равной начальной массе вещества и шагу по времени t_0 . Тогда справедливы следующие соотношения для истекающего в вакуум газа.

$$\begin{cases} \rho(M_r, t) = \rho(M_r, t_0) \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-3} \\ T(M_r, t) = T(M_r, t_0) \left(\frac{t}{t_0} \right)^{3(1-\gamma)} \end{cases} \quad (1)$$

Из системы уравнений (1) получаем монотонное уменьшение величин $\rho(M_r, t)$ и $T(M_r, t_0)$. Выбор шага интегрирования по времени – t_0 будет обсужден ниже и для большинства задач связан с необходимостью правильного учета кинетики образования КДФ. В большинстве изученных авторами задач взрывного расширения газа в вакуум период эффективного образования КДФ намного меньше, чем характерное время полного процесса разлета $\tau_{ch}, \frac{\tau_{\min}}{\tau_{ch}} \approx \frac{1}{30}, \gamma \approx$

1.25 – 1.30. Поэтому время срабатывания физических приборов (время рабочей экспозиции спектроскопического оборудования) должно быть много меньшим основных релаксационных процессов образования КДФ. В масштабе рассматриваемых времен процесс активной конденсации проходит практически мгновенно. НТП с КДФ можно принимать как систему, в которой распределение частиц по размерам – $N(a)$ возникло мгновенно. В настоящей работе показано, что наличие поля жестких излучений заметно влияют на процессы образования КДФ в НТП и формируют специфические распределения $N(a)$. В настоящей статье движение ударных волн не рассматривалось. Это связано с тем, что в адиабатической фазе движения продуктов взрыва они уже прошли через расширяющуюся оболочку и движутся дальше по разряженной среде со скоростью

в среднем на 1/3 большей скорости движения оболочки. Многочисленные наземные и космические эксперименты позволили полу эмпирически оценить показатели степеней в системе уравнений (1). Метод размерностей и подобия Седова в начальный период планирования исследований является порой единственным способом описания физических процессов и оценки входящих в них параметров.

2. Формирование КДФ в НТП без поля жестких излучений. Образование ядер конденсации. Расширяющийся в разреженную среду газ после резкого выделения энергии проходит стадию, когда парциальное давление насыщающих паров мономера становится выше давления насыщающих паров. При этом решение системы уравнений (1) дает нам температуры в наблюдаемой начальной (взрывной) фазе несколько тысяч до сотни градусов Кельвина – в конечной фазе. По многочисленным замерам конечных распределений $N(a)$, был сделан вывод о том, что образование твердых частиц КДФ происходит непосредственно из двухатомных молекул газа. Данное обстоятельство подчеркнуто в работе [5], где показано, что мономерами в рассматриваемых конденсационных процессах являются двухатомные молекулы. В такой среде затравочными ядрами конденсации являлись положительные ионы двух-, реже трех атомных молекул. Основным источником ионизации молекул является рекомбинационное излучение, порождающие УФ-кванты. Хронологические измерения, установленные космическими экспериментами, показали, что на финальном этапе рекомбинации взрывного расширения газа как раз и происходит интенсивное образование КДФ. Для этого необходима фиксация начала резкого формирования ИК-избытков. Будем искать решение задачи на образование КДФ в несколько этапов. На первом рассмотрим образование ядер конденсации – нуклеацию. В отличие от конденсации, проходящей при нормальных условиях [1, 2] в рассматриваемом сильно разреженном газе, образование КДФ в НТП сопровождается формированием затравки и нарастанием размеров частиц посредством налипания условных мономеров в виде двухатомных молекул. Химический состав смеси таков, что основу ядра КДФ составляют двухатомные молекулы с содержанием углерода (карбиды) и кремния (силикаты). Как было отмечено ранее в НТП начало конденсации регистрируется в момент появления, регистрируемого спектроскопическими приборами ИК-избытков, формируемых КДФ. Конец конденсации будем фиксировать в момент заметного уменьшения концентрации мономеров из системы уравнений (1), приводящий к стабилизации эмиссионных спектров излучения от КДФ.

3. Классическая теория равновесной нуклеации. Начнем рассмотрение с теории равновесной конденсации, а именно равновесной скорости нуклеации частиц КДФ j -го сорта - $J_j^s(t)$ в единицу времени в единице объема [5].

$$J_j^s(t) = \alpha_{sj} \Omega_j \left(\frac{2\sigma_i}{\pi m_{1j}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{T}{T_d} \right)^{1/2} \Pi_j l_{1j} \exp \left[-\frac{4}{27} \frac{\mu_j^3}{(\ln \ln S_j)^2} \right]. \quad (2)$$

Здесь: α_{S_j} – вероятность налипания k -го кластера на частицу (в работе [5] полагается $\alpha_{S_j} = 1$, в нашей работе нет); Ω_j – объем конденсированного мономера; σ_i – его поверхностная энергия; P_j – функция, зависящая от парциального давления газа $P_j = 1$; μ_j – безразмерный энергетический барьер нуклеации, вычисленный по формуле: $\mu_j = \frac{4\pi a_{0j}^2 \sigma_j}{kT_d}$, где $a_{0j} = \left(\frac{3\Omega_j}{4\pi}\right)^{1/3}$ – средний молярный размер, k – константа Больцмана. Мера пересыщения S_j для химических реакций конденсации задается соотношением:

$$\ln S_j = -\frac{\Delta G_j^o}{kT_d} + \sum_i \nu_{ij} \ln P_{ij},$$

где P_{ij} – парциальное давление газа; ν_{ij} – знак, означающий «+» для реактантов, «-» для их продуктов, T_d – собственная температура частиц КДФ, S_j – степень перенасыщения мономера сорта j .

Для силикатов, образующихся при взрывном расширении газа в условиях, благоприятных для осуществления равновесной гетерогенной нуклеации, справедливо соотношение Авраами [7]:

$$J_j^s(t) = \gamma \frac{2\pi}{\Omega} \sqrt{\frac{\sigma}{kT_d}} \frac{D}{\Omega^{2/3}} \exp\left[-\frac{16\pi}{3kT_d} \frac{\sigma^3}{\Delta G_v^2}\right], \quad (3)$$

$$\frac{da_j}{dt} = \delta \frac{D}{\sqrt[3]{\Omega}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta G_v}{kT_d}\right)\right], \quad (4)$$

$$D = D_0 \exp\exp\left(-\frac{E_a}{kT_d}\right), \quad (5)$$

где D – коэффициент диффузии.

Для интересующих нас параметров расширяющегося в разреженную среду газа в работе [5] приведены необходимые для дальнейших расчетов значения констант:

$$\ln\left(\gamma\delta^3\right)^{\frac{1}{3}} D_0 = 1.176 \cdot 10^2 \text{ (см}^2\text{с}^{-1}\text{)}, \quad \frac{E_0}{k} = 1.501 \cdot 10^5 \text{ К}, \quad \frac{\sigma}{\Omega^{\frac{2}{3}}} = 5,025 \cdot 10^2 \text{ (ерг} \cdot \text{см}^{-2}\text{)},$$

$$\frac{\Delta G_v}{k} = 1.272 \cdot 10^4 \left(1 - \frac{T}{1830\text{К}}\right) \text{ К}, \quad \Omega = 5.326 \cdot 10^{-23} \text{ см}^3$$

Значение 1830 К соответствует температуре кристаллизации кремния.

Для экспериментального изучения физических свойств газа, находящегося в пересыщенном состоянии, рассмотрим уравнение Авраами [6, 7], дающее долю КДФ в виде силикатной фракции – $\theta(t)$:

$$\theta(t) = 1 - \exp\left\{-\frac{4\pi}{3} \int_0^t J(t') \left[\int_{t'}^t \frac{da_j(t'')}{dt''} dt''\right]^3 dt'\right\}. \quad (6)$$

Последнее соотношение в случае изотермического закаливания при температуре T_{ann} было упрощено [5] и представляет интерес в силу его простоты для использования при постановке экспериментов:

$$\theta(t) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau_c}\right)^4\right]. \quad (7)$$

Здесь характерное время образования твердых частиц КДФ (в частности, в случае кристаллизации) - τ_c определяется по соотношением:

$$\tau_c = \left(\frac{1}{\gamma\delta^3}\right)^{1/4} \left(\frac{3}{2\pi^2}\right)^{1/4} \left(\frac{kT_{ann}}{\sigma}\right)^{1/8} \frac{\Omega^{2/3}}{D_0} \exp\left[\frac{1}{kT_{ann}}\left(E_a + \frac{4\pi}{3} \frac{\sigma^3}{\Delta G_v^2}\right)\right]. \quad (8)$$

Для описания роста карбонатных частиц часто пользуются более удобными с точки зрения интерпретации результатов экспериментов соотношениями:

$$\frac{da_j}{dt} = \alpha_{sj} \Omega_j \left(\frac{kT}{2\pi m_{1j}}\right)^{1/2} C_{1j}(t). \quad (9)$$

Либо:

$$\frac{da_j}{dt} = \alpha_{sj} \left(\frac{4}{3} \pi a_{i,0}^3\right) \sqrt{\frac{kT_{gas}}{2\pi m_i}} C_{1j}(t) \left(1 - \frac{1}{S_i} \sqrt{\frac{T_d}{T_{gas}}}\right). \quad (10)$$

Здесь $C_{1j}(t)$ – текущая концентрация мономеров данного сорта.

4. Результаты расчетов и трактовка экспериментов. Конечной целью совместных расчетов по формулам (1) и (2) является функция распределения частиц по размерам $N(a)$ карбонатных и силикатных частиц, которая бы давала регистрируемые эмиссионные спектры. Из большого числа возможных каналов формирования частиц КДФ в НТП в формуле (2) «выживают» лишь те, для которых мономеры имеют высокие значения потенциалов диссоциации и малые – ионизации. В результате, в околоземном пространстве имеем смесь именно силикатных и карбонатных частиц с функцией распределения по размерам $N(a) = N_0 a^{-3.5}$ в интервале размеров $10\text{Å} \leq a \leq 10^3$. Привлечение теории неравновесной нуклеации в рассматриваемых условиях не дало существенных отличий в определяемых функциях распределения $N(a)$ [6]. Рассмотрим возможное влияние жестких излучений на термодинамические величины, входящие в уравнение (2). К таким величинам прежде всего отнесем α_{sj} , s_j , σ_i и ΔG_j^o . В период конденсации КДФ газ расширяется в вакуум в адиабатическом режиме, резко охлаждаясь. При этом, в случае отсутствия заряда у частицы-затравки, можно положить $\alpha_{sj} = 1$. В температурах рассматриваемых процессов для частиц КДФ с $T_d \ll 2000\text{K}$ потенциальная энергия межмолекулярного взаимодействия мономера с поверхностью частицы заметно выше его кинетической энергии. Соотношение между этими энергиями в случае наличия поверхностного

заряда у мономера-карбоната (двухатомной молекулы) и воздействия на затраточную частицу жесткого излучения будет рассмотрено в следующем разделе. Будет учтено наличие заряда у частиц КДФ и его влияние на коэффициент α_{sj} и, как следствие, изменение скорости ее роста. Поле жестких излучений в виде функции источников $S(E)$ и распределения электронной компоненты по энергиям в НТП с КДФ было рассчитано в работе [3]. Наличие входящего в поверхность частицы квантов высоких энергий вызывают фото эмиссию холодных пылинок, нагревая их и одновременно формируя поверхностный заряд. То есть при решении уравнений (1) – (3) учтем фото эмиссию с поверхности частиц.

5. Фотоэмиссия твердых частиц КДФ в поле жестких излучений. Формирование заряда при нуклеации. Отнесем к макроскопическим свойствам частиц, помещенных в поле жестких излучений, их полный заряд. Его значения формируются балансом двух потоков: потока эмитируемых электронов – J_{ph} и попадающих на их поверхность (аккрецирующих) – J_{ac} . Приобретая суммарный заряд – Z , ядро конденсации меняет характер взаимодействия с падающими на него двухатомными молекулами. В рассматриваемой нами задаче большинство двухатомных молекул, находящихся в поле $S(E)$ имеют однократный положительный заряд либо являются нейтральными. Рассмотрим в начале взаимодействие ядер конденсации с положительными молекулярными ионами. Для этого выпишем потенциал взаимодействия $\Phi(r)$ между относительно массивной сферической твердой частицей с зарядом Q и налетающей с зарядом – q находящимся в данный момент времени на расстоянии r от центра сферы с коэффициентом диэлектрической проницаемости – ϵ :

$$\Phi(r) = \frac{qQ}{r} + \Phi_{im}(r), \quad (11)$$

$\Phi_{im}(r)$ – вклад от поляризованной диэлектрической сферы, согласно [1]:

$$\Phi_{im}(r) = -\frac{(\epsilon-1)}{(\epsilon+2)} \frac{q^2}{a} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{l}{(\epsilon l + l + 1)} \left(\frac{a}{r}\right)^{2l+2} \approx -\frac{(\epsilon-1)}{(\epsilon+2)} \frac{q^2 a^3}{2r^2(r^2 - a^2)}. \quad (12)$$

При $\epsilon > 5$, отличия в $\Phi_{im}(r)$ между вкладами в (11) для проводящей сферой и диэлектрической сфер в виде выражений $(\epsilon-1)/(\epsilon+2)$ становятся близкими к 1. Тогда уравнение (11) перепишем в виде:

$$\Phi(r) = \frac{qQ}{r} - \frac{q^2 a^3}{2r^2(r^2 - a^2)}. \quad (13)$$

Следующим этапом будет решение задачи на рассеянии одной легкой заряженной частицы в потенциальном поле другой тяжелой заряженной. Пусть прицельный параметр – b , а начальная энергия легкой заряженной частицы – E_0 . Из закона сохранения энергии и момента импульса следует, что на минимальном расстоянии пролета одной частицы возле другой – r_{min} справедливо соотношение:

$$E_0 = E_0 \left(\frac{b}{r_{\min}} \right)^2 + \Phi(r_{\min}). \quad (14)$$

Введем совокупность безразмерных величин $x = \frac{r_{\min}}{a} \beta = \frac{b}{a}$, $\varepsilon = \frac{E_0 a}{q^2}$, $v = \frac{Q}{q}$. Тогда из уравнений (13) и (14) получим удобное для дальнейшего анализа соотношение:

$$f(x, \beta) = g(x); f(x, \beta) = vx - \varepsilon x^2 + \varepsilon \beta^2; g(x) = \frac{1}{2(x^2 - 1)}. \quad (15)$$

Согласно [4, 5] по анализу поведения графиков функций $f(x, \beta)$ и $g(x)$ было показано, что в основном интервале безразмерных параметров они параллельны, откуда следует, что $\frac{df(x, \beta)}{dx} = \frac{dg(x)}{dx}$. Мы получили еще одно уравнение для столкновений заряженных частиц с КДФ, а именно:

$$(2\varepsilon x - v)(x^2 - 1)^2 + x = 0. \quad (16)$$

Найденное значение $x(\varepsilon, v)$ удобно использовать при вычислении критического значения r_{\min} , для этого в первом уравнение (15) найдем β_{crit} при подстановке $x(\varepsilon, v)$ в полученное выражение вида:

$$\beta^2 = x^2 + \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{1}{2(x^2 - 1)} - vx \right]. \quad (17)$$

После чего находим, что $b_{\text{crit}} = \beta_{\text{crit}} a$ или окончательно сечение столкновений заряженных частиц:

$$\sigma_{\text{coll}} = \pi a^2 \beta^2 = \pi b_{\text{crit}}^2. \quad (18)$$

Величина β^2 носит название редуцированного сечения столкновений заряженных частиц и обозначается в дальнейшем как $\tilde{\sigma}(\varepsilon, v) \equiv \beta^2$. Получив явные выражения для необходимых сечений столкновений заряженных частиц, перейдем к расчетам полного потока заряженных частиц, достигших поверхности относительно массивной частицы КДФ с зарядом Q за единицу времени $J_i(Z)$. Для этого предположим в первом приближении, что распределение молекулярных мономеров по скоростям (энергиям) в движущейся системе координат подчиняется распределению Максвелла.

$$J_i(Z) = n_i s_i(Z) \left(\frac{8kT}{\pi m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \pi a^2 \bar{J}(\tau, v), \quad \tau = \frac{akT}{q^2}, \quad v = \frac{Q}{q}. \quad (19)$$

и

$$\bar{J}(\tau, v) = \int_0^{\infty} x e^{-x} \tilde{\sigma}(\varepsilon = x\tau, v) dx. \quad (20)$$

Формулы (19) и (20) позволяют строго вычислить поток $J_i(Z)$ многокомпонентной НТП. Обратный поток J_{ph} состоит в своей основе из фотоэлектронов через ту же поверхность в результате взаимодействия фотонного поля с плотностью энергии u_ν с поверхностью зародыша КДФ. Определим J_{ph} с помощью соотношения:

$$J_{ph} = \pi a^2 \int_{\nu_{pdt}}^{\nu_{max}} Y Q_{abs}(\nu) \frac{cu_\nu}{h\nu} h\nu + \int_{\nu_{pdt}}^{\nu_{max}} \sigma_{abs}(\nu) \frac{cu_\nu}{h\nu} h\nu. \quad (21)$$

Приобретая суммарный заряд $-Z$, ядро конденсации меняет характер налипания частиц $-s_i(Z)$. Для гидрокарбонатных частиц коэффициент налипания $s_i(Z)$ для электронов имеет вид:

$$s_i(Z) = \frac{\sigma\nu}{\left(\frac{8kT}{\pi m_i}\right)^{\frac{1}{2}} \pi a^2 \bar{J}(\tau, \nu)}. \quad (22)$$

Тогда скорость изменения размеров частиц при налипании мономеров весьма чувствительна к $s_i(Z)$. Подстановкой $s_i(Z)$ из уравнения (22) в выражения для скорости роста частиц выражения для аккрецирующего потока мономеров на поверхность зародышевой частицы получим выражение:

$$\frac{da_i}{dt} = \frac{\sigma\nu}{4\pi a^2 \bar{J}(\tau_i, \xi_i)} \Omega_i n_i(t). \quad (23)$$

6. Анализ результатов. Расчеты, проведенные по формулам (6) и (7) показывают, что функция распределения частиц по размерам ограничивается в области больших размеров только из-за падения концентрации мономеров, а в области малых размеров из-за положительного поверхностного заряда. В разреженной НТП жесткие излучения порождают интенсивную фото эмиссию КДФ, не скомпенсированную обратным выпадением электронов. Под выходом фотоэлектронов Y будем понимать относительное число электронов, покинувших частицу КДФ после отрыва связанных, в основном К-электронов, образованных в результате атомного фотоэффекта. Как отмечалось во введении во время каскадных переходов на образованную в результате атомного фотоэффекта электронов с разрешенных, более высоких уровней. Для атомов и молекул газа наблюдается также сброс Оже-электронов с слабо связанных верхних уровней в окружающую среду. В частице КДФ следует рассматривать отдельно первичные К-электроны, образованные атомным фотоэффектом и вторичные Оже-электроны. Из закона сохранения энергии поглощенного рентгеновского, либо жесткого УФ-кванта описывается законом:

$$h\nu = \Theta_{i,s} + I_{i,s}, \quad (24)$$

$I_{i,s}$ – потенциал ионизации s -го электронного уровня i -го атома; $\Theta_{i,s}$ сумма остаточной кинетической энергии и работы выхода электрона после его отрыва от

атомной оболочки. Беря во внимание тормозную длину электрона в твердом теле – l_e получим вероятность выхода быстрого электрона p_e за пределы поверхности твердого тела. В качестве координаты системы отсчета будем брать нормаль к его поверхности – z . Тогда $p_e = 0.5 \cdot e^{-z/l_e}$. Результирующий выход фотоэлектронов – $Y(h\nu, Z, a)$ в подынтегральном выражении в формуле (21) для дальнейшего рассмотрения представим в виде соотношения:

$$Y(h\nu, Z, a) = y_2(h\nu, Z, a) \cdot \min[y_0(\Theta)y_1(a, h\nu), 1], \quad (25)$$

$$y_2(h\nu, Z, a) = E_{high}^2 (E_{high} - 3E_{low}) / (E_{high} - E_{low})^3. \quad (26)$$

Выход фотоэлектронов, порожденных окружающим частицу КДФ полем жестких излучений обозначим как $y_0(i, s, \Theta_{i,s})$. Параметр $\Theta_{i,s}$ определяется как разность энергии падающего фотона и фотона соответствующего красной границе внешнего фотоэффекта твердой частицы КДФ:

$$\Theta = h\nu - h\nu_{pet} + (Z + 1)e^2 / a. \quad (27)$$

Интегрирование по падающим углам дает удобное для дальнейшего анализа соотношение:

$$\begin{aligned} y_0(i, s, \Theta_{i,s}) &= n_i \sigma_i l_e \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{\infty} \exp \exp \left[-x \left(\frac{1}{l_a} + \frac{\cos \theta}{l_e} \right) \right] \frac{dx}{l_e} = \\ &= n_i \sigma_i l_e \left[1 - \frac{l_e}{l_a} \ln \left(1 + \frac{l_e}{l_a} \right) \right]. \end{aligned} \quad (28)$$

Длина свободного пробега фотона – l_a в частице КДФ определяется сечением поглощения жестких квантов и концентрацией атомов в ней посредством соотношения:

$$l_a^{-1}(h\nu) = \sum_{i,s} n_i \sigma_i(h\nu) \quad (29)$$

Выпишем полуэмпирические формулы с l_e для карбонатов и силикатов, необходимые для использования формулы (25):

$$l_e(E_e, \text{карбонаты}) = \begin{cases} 10 \text{ \AA}, & E_e \leq 164 \text{ eV} \\ 4.78 \cdot 10^{-3} \text{ \AA} (E_e(\text{eV}))^{1.5}, & E_e > 164 \text{ eV} \end{cases} \quad (30)$$

$$l_e(E_e, \text{силикаты}) = \begin{cases} 10 \text{ \AA}, & E_e \leq 211 \text{ eV} \\ 3.27 \cdot 10^{-3} \text{ \AA} (E_e(\text{eV}))^{1.5}, & E_e > 211 \text{ eV} \end{cases} \quad (31)$$

В работах [6, 7] предложены общие соотношения для обоих типов частиц в широком интервале энергий:

$$l_e(E_e) \approx 300 \text{ \AA} \rho^{-0.85} \cdot E_e^{1.5}, \quad 300 \text{ eV} < E_e < 1 \text{ MeV}, \quad (32)$$

$$y_1(h\nu, a) = \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \frac{\alpha^2 - 2\alpha + 2 - 2e^{-\alpha}}{\beta^2 - 2\beta + 2 - 2e^{-\beta}}. \quad (33)$$

где величины $\alpha = \frac{a}{l_a} + \frac{a}{l_e}$, $\beta = \frac{a}{l_e}$.

Таким образом, подставляя полученные явные выражения для функций $y_0(i, s, \Theta_{i,s})$, $y_1(h\nu, a)$ и $y_2(h\nu, Z, a)$ в формулу (25) вычислим значения выхода электронов с поверхности малой, зародышевой частицы КДФ – $Y(h\nu, Z, a)$. Учитывая низкую плотность вещества, окружающего частицы – зародыши КДФ полная продуктивность фотоэмиссии определяется соотношениями (19) – (21). Обратный поток электронов и положительно заряженных ионов не компенсируют фотоэмиссию с поверхности КДФ. Т.е. нарушение зарядового баланса приводит к повышению поверхностного потенциала и запираению потока фотоэлектронов. Если такой процесс не осуществим в результате рассматриваемого внешнего облучения, то после достижения максимального потенциала – ϕ_{\max} малая частица КДФ разрушается за счет кулоновского напряжения, причем:

$$\phi_{\max} = 1.06 \cdot 10^3 V \left(\frac{S_{\max}}{10^{10} \text{ дин см}^{-2}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{a}{0.1 \mu\text{м}} \right), \quad S = \left(\frac{\phi}{a} \right)^2 / 4\pi. \quad (34)$$

Получив поверхностный кулоновский потенциал затравочной частицы вычислим сечение столкновений σ между положительно заряженным ионом зарядом q и энергией E_i с частицей радиусом a и потенциалом ϕ :

$$\sigma = \pi\alpha^2 \begin{cases} 1 - \frac{q\phi}{E_i}, E_i > q\phi \\ 0, E_i \leq q\phi \end{cases}. \quad (35)$$

Согласно оценкам, проведенным с помощью формул (25) и (33) для зародышей конденсации с размерами до 100 нм. Потенциал частиц не превышает 80 – 100 V в зависимости от их химического состава. Рассмотрим частицы с измеренным распределением $N(a) = N_0 a^{-3.5}$. Его ограничение со стороны больших размеров обусловлено быстрым истощением концентрации соответствующих молекулярных мономеров $C_{1j}(t)$ за время взрывного расширения газа – t , описанного системой уравнений (1). Вторым ограничивающим фактором является положительный заряд. Столкновения между положительно заряженной частицей КДФ с потенциалом ϕ и налетающим положительно заряженным мономером приводят к изменению скорости роста частиц:

$$\frac{da}{dt} = \alpha_{sj} \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \left(\frac{4}{3}\pi a_{i,0}^3\right) \sqrt{\frac{kT_{gas}}{2\pi m_i}} C_{1j}(t) \left(1 - \frac{1}{S_i} \sqrt{\frac{T_d}{T_{gas}}}\right), \quad (36)$$

$$s_i(Z) = \alpha_{sj} s_i(\phi, a) = \frac{\pi a^2 \left(1 - \frac{e\phi}{kT}\right) v}{\sqrt{\frac{8kT}{\pi m_i}} \pi a^2 \bar{J}(\tau, \nu)}. \quad (37)$$

Величина α_{sj} определяется взаимодействием нейтральных частиц с нейтральными мономерами. Исследование рассеяния интенсивных потоков рентгеновского излучения на частицах с указанным $N(a)$ показало, что вокруг источников такого излучения наблюдается на малых углах рассеяние в виде рентгеновского ореола. Такой эффект наблюдается для малых частиц приведенного выше распределения $N(a)$. Для определения граничных параметров при образовании КДФ рассчитаем время возврата к равновесному состоянию расширяющегося газа, описываемому системой уравнений (1) без заряженных частиц КДФ и заряженных молекулярных мономеров, затем учтем поверхностный потенциал КДФ и заряд у молекулярных мономеров. Для этого выпишем выражение для скорости неравновесной нуклеации

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{j_j(t)}{\eta_j} \right) = -\frac{1}{\tau_{*,j} \eta_j} [j_j(t) - j_j^*(t)] \quad (38)$$

$$\tau_{*,j}^{-1} = 4\pi a_{oj}^2 \alpha_{sj} \left(\frac{kT}{2\pi m_{1j}} \right)^{1/2} \cdot C_{1j}(t) \frac{(\ln S_j)^2}{\mu_j} = r_{coll_j}^{-1} \frac{(\ln S_j)^2}{\mu_j}, \quad (39)$$

$j_j^*(t) = J_j^s(t)$, $\eta_j = \tau_{coll}^{-1} \cdot \left(\frac{a_{cj}}{a_{oj}} \right)^2$, $r_{c,j} = \frac{2a_{oj}\mu_j}{3 \ln S_j}$ – критический радиус j -го мономера, $\tau_{coll,j}$ – характерное время парных столкновений мономеров, $\tau_{*,j}$ – время возврата к равновесию j -го мономера:

Условие сохранения массы при превращении мономеров в частицы в рамках рассматриваемой задачи можно представить в виде соотношения:

$$1 - \frac{C_{1j}(t)}{\tau_{1j}(t)} = 1 - Y_{1j} = \int_{t_e}^t \frac{j_j(t')}{\tau_{1j}(t')} \cdot \frac{4\pi}{3\Omega_j} r_j^3(t, t') dt', \quad (40)$$

t_e – время установления равновесия, которое определяется временем снятия степени перенасыщения j -мономера – $S_j = 1$. C_{ij} – парциальная концентрация мономеров, участвующих в процессах нуклеации и изменении размеров частиц

КДФ. $Y_{1j} = \frac{C_{1j}}{a_{1j}}$ – уровень истощения учитываемых в процессе конденсации мономеров в единице локального объема за счет нуклеации и изменения размеров

частиц КДФ, $a_j(t, t')$ – текущий радиус частиц в момент измерения распределения по размерам – $N(r)$, при котором за время t' частицы КДФ уже могли сформироваться. Уравнение (40) дополняется еще уравнением роста частиц, которое было рассмотрено ранее (в (35)) и моментными уравнениями, применение которых оказалось удобным для планирования и осуществления многочисленных дистанционных измерений состава НТП с КДФ. После определения

$\frac{da_j}{dt}$ в (10) или $\frac{da}{dt}$ в (35) искомые моментные уравнения запишем в виде обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dK_j^{(i)}}{dt} = \frac{j_j(t)}{\tau_{1j}(t)} \cdot \frac{4\pi}{3\Omega_j} a_{c,j}^i + iK_j^{(i-1)} \frac{da_j}{dt} \quad (i=1,2,3), \quad (41)$$

$$\frac{dK_j^{(o)}}{dt} = \frac{j_j(t)}{\delta_{1j}(t)} \cdot \frac{4\pi}{3\Omega_j}. \quad (42)$$

Из уравнений (37) – (42) возможно получить еще три важных для интерпретации дистанционных измерений параметры КДФ с использованием моментов скоростей нуклеации компонент НТП в КДФ:

$$\frac{n_{gr,j}}{a_{1j}(t)} = \frac{K_j^{(o)}(t)}{a_{oj}^3}, \quad a_{gr,j}^3 = \frac{K_j^{(3)}(t)}{K_j^{(o)}(t)}, \quad f_j(a) da = \frac{\delta_{1j}(t)}{a_{oj}^3} \cdot \frac{dK_j^{(o)}}{dt'} dt'. \quad (43)$$

Здесь $n_{gr,j}(t)$ – концентрация реактантов, входящих в частицу КДФ и соответствующих размеру $a_{gr,j}(t)$. $f_j(a)$ – функция распределения частиц только образованных частиц j -го сорта, возникших в интервале размеров от a до $a + da$ в интервале времени протекания нуклеации t' , $t' + dt'$.

Обсуждение результатов и выводы. Диагностика радиоактивной НТП с КДФ состоит в возможности регистрации нетепловых излучений газа и КДФ, которые не наблюдаются в случае отсутствия распадов протон-избыточных ядер. Поле излучения $S(E)$ сформированное взаимодействием потока жестких квантов и частиц от радиоактивных распадов вызывает атомный фотоэффект, приводящий к возникновению в атомах и молекулах каскадных переходов и образованию индуцированных излучений меньших энергий с широко выраженным ближним коротковолновым спектром. Каждый жесткий квант, попадающий в твердую частицу, образует в результате атомного фотоэффекта Оже-электроны. В этом случае под выходом электронов – $Y(h\nu, a, Z)$ будем понимать относительное их количество, покидающих поверхность частиц в виде фотоэлектронов на один жесткий квант. Такое явление, в свою очередь повышает поверхностный потенциал КДФ до 80-100 В в зависимости от сорта рассматриваемых частиц и их размеров. Процессы нуклеации во время взрывного расширения наиболее активны в начальный момент образования ядер конденсации. Увеличение доли положительно заряженных молекулярных ионов подавляет конденсацию на положительно заряженных затравочных ядрах. Положительно заряженные двухатомные молекулы конденсируются только на поверхности нейтральных частиц. Доля частиц малых размеров уменьшается за счет нового множителя вида $\exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right)$ при коэффициенте налипания – α_{sj} и, как следствие, уменьшения скорости роста частиц. С другой стороны, малые частицы эффективней рассеивают индуцированное рентгеновское излучение и формируют диффузную составляющую $S(E)$. Отдельный интерес представляет случай с прохождением через рассматриваемую НТП с КДФ направленного монохроматического рентгеновского луча. Наблюдение точечных источников рентгеновского излучения астрофизического происхождения позволило обнаружить во-

круг них рассеянный рентгеновский ореол. Это явление было приписано частицам малых размеров.

Литература:

1. Батыгин В. В., Топтыгин И. Н. Сборник задач по электродинамике. Москва. – 1970– Наука. – 304 с.
2. 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.
3. Дойков Д. Н. Уточнение параметров функции распределения частиц конденсированной дисперсной фазы в низкотемпературной плазме. // Физика аеродисперсных систем. – 1988. – №. 32. – С.157-160.
4. 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. – №. 22. – С. 2901 - 2908.
5. Hasegawa H., Kozasa T. Condensation of Dust Particles. //Progress of Theoretical Physics. Suppl. – 1988. – № 92, Ch.9. – P. 107 – 120.
6. Weingartner J. C., Draine B. T. Photoelectric Emission from Interstellar Dust: Grain Charging and Gas Heating. // Astrophysical Journal. Suppl. Ser. -2001. – V. 134. – P.263-281.
7. 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. – Vol. 645. – P.1188–1197.

Doikov D. N.

Formation and evolution of particles of a condensed dispersed phase in a field of hard radiation

SUMMARY

In this paper, we represented the macroscopic characteristics of low-temperature plasma (LTP) associated with the formation and evolution of a condensed dispersed phase (CDF) in the presence of uniformly distributed proton-excess radioactive isotopes. The structure of the field of hard radiation with previously obtained functions of the sources $S(E)$ and the distribution of electrons by the energies $f(E)$ are described separately. Because LTP with CDF expands in vacuum in the adiabatic regime, we solved the equations of gas motion. The Sedov method of dimensionality and similarity was used for the problem of a point explosion and further expansion of gas into vacuum. In the framework of this method, semi-empirical dimensionless exponents are used with the desired thermodynamic parameters. The beginning of the formation of KDF is fixed by recording moments of occurrence of the observed IR excess in the expanding gas. The features of nucleation processes are shown with consisting in the fact that two-triatomic molecules based on silicon and carbon are presented as monomers participating in condensation, and ionized macromolecular complexes can be primed. In the equations of steady and non-steady nucleation and further growing of particles of CDF, I presented of the field of hard radiation $S(E)$ were taken into account. It is shown that the photoemission caused by them from the surface of condensation nuclei forms a positive charge and, as a result, the surface potential reaching 100 V. Relationships for the probability and sticking coefficient of positively charged and neutral molecular ions involved in condensation are obtained. The results were used to determine the evolution of the particle size distribution

function $f(r)$ of a CDP in an LTP and compared it with semi-empirical size distribution $N(a) = N_0 a^{-3.5}$ combined by studying near-Earth space. It is shown that in a strongly rarefied LTP, the reverse flow of charged particles in the form of electrons and positively charged molecular ions in the field of hard radiation does not compensate for the outgoing flow of photoelectrons. In this case, for the left wing $f(r)$ – small particles, there is a lower limit of sizes $a_{min} \approx 10 \text{ \AA}$, at which their destruction occurs due to Coulomb forces. The right part of the function $f(r)$ corresponding to large sizes is limited to values of the order of $a_{min} \approx 10^3 \text{ \AA}$. It has been suggested that in the expanding gas such a restriction is due to the depletion of the contents of the corresponding monomers in a unit volume.

Key words: condensed dispersed phase, low temperature plasma, photoemission from particles, surface potential, explosion envelopes.

Дойков Д. М.

Формування та еволюція частинок конденсованої дисперсної фази в полі жорсткого випромінювання

АНОТАЦІЯ

У роботі розглянуто макроскопічні характеристики низькотемпературної плазми (НТП), пов'язані з утворенням і еволюцією конденсованої дисперсної фази (КДФ) в присутності рівномірно об'ємно розподілених протон-надлишкових радіоактивних ізотопів. Окремо описана структура поля жорстких випромінювань з раніше отриманими функціями джерел $S(E)$ і розподілу електронів по енергіях $f(E)$. НТП з КДФ розширюється в вакуум в адіабатичному режимі, тому для вирішення рівнянь руху газу використовувався метод розмірності і подібності Седова для вирішення та проведення розрахунків в задачі про точковий вибух і подальшим розширенням газу в вакуум. В рамках даного методу використані напівемпіричні безрозмірні показники ступенів при шуканих термодинамічних параметрах. Початок формування КДФ фіксоване по реєстрації моменту виникнення спостережуваних ІК-надлишків у поширюємся газі. Показано особливості процесів нуклеації, що складаються в тому, що в якості мономерів, що беруть участь в конденсації представлені двох-трьохатомні молекули на основі кремнію і вуглецю, а загалі можуть бути іонізованими макромолекулярними комплексами. У рівняннях рівноважної і нерівноважної нуклеації і подальшого зростання частинок КДФ були враховані наслідки наявності поля жорстких випромінювань $S(E)$. Показано, як викликана ними фотоемісія з поверхні ядер конденсації формує позитивний заряд і поверхневий потенціал, який доходить до 100 В. Отримано співвідношення для вірогідності і коефіцієнта налипання позитивно заряджених і нейтральних молекулярних іонів, що беруть участь в конденсації. Отримані результати використані для визначення еволюції функції розподілу часток за розмірами $f(r)$ КДФ в НТП і порівняння її з $N(a) = N_0 a^{-3.5}$, отриманої за допомогою вивчення навколоземного космічного простору. Показано, що в сильно розрідженій НТП зворотний потік заряджених частинок у вигляді електронів і позитивно заряджених молекулярних іонів в зоні жорсткого випромінювання не компенсує емітований потік фотоелектронів. В цьому випадку для лівого крила $N(a)$ - малих частинок, існує нижня межа розмірів $a_{min} \approx 10 \text{ \AA}$, при якій настає їх руйнування за рахунок кулонівських сил. Крило функції $N(a)$ відповідної великим розмірам обмежено значеннями радіусів - $a_{min} \approx 10^3 \text{ \AA}$. Запропоновано, що у разі розглянутого ризького розширення газу таке обмеження викликано виснаженням змістів відповідних мономерів в одиниці об'єму.

Ключові слова. Конденсована дисперсна фаза, низькотемпературна плазма, фотоемісія від частинок, поверхневий потенціал, вибухові оболонки.