

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 62

НОЯБРЬ, 2019

ВЫПУСК 4

## ТЕМПЕРАТУРА ПЫЛИ В ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЕ

С.А.ДРОЗДОВ, Ю.А.ЩЕКИНОВ

Поступила 14 мая 2019

Исследуется тепловой режим пыли и ее эмиссионные характеристики, находящиеся в горячей ( $T = 10^6 - 10^7$  К) космической плазме. Такая плазма встречается повсеместно в галактической межзвездной среде, в окологалактической и межгалактической среде. Несмотря на агрессивное окружение, пылевые частицы могут сохраняться в ней ограниченное время  $\sim 0.3n^{-1}$  млн. лет,  $n$  - концентрация плазмы, и излучать в инфракрасном диапазоне. Это дает дополнительную возможность диагностики горячей плазмы. Особенность теплового режима пылевых частиц, помещенных в разреженную горячую плазму, состоит в том, что они испытывают флуктуации температуры в широком интервале. Функция распределения температуры зависит от радиуса пылевых частиц и от параметров плазмы. В работе описаны результаты расчетов функций распределения для радиусов пылинок от 30 Å до 3000 Å на сетке параметров плазмы, а также результирующие эмиссионные спектры. Показано, что в широкой области температур и концентраций плазмы результирующий эмиссионный спектр пыли имеет "бимодальную" (двуухпиковую) форму и может уподобиться двухтемпературной пыли. Обсуждаются возможные погрешности в определении массы пыли по ее наблюдениям тепловой эмиссии, основанные на предположении о ее "равновесной" температуре.

**Ключевые слова:** горячий газ:межзвездный:межгалактический:сверхновые:  
межзвездная пыль:эмиссионные спектры пыли

1. *Введение.* Горячая пыль с температурой  $T_d \gtrsim 20$  К встречается повсеместно в областях активного звездообразования (ЗО), остатках сверхновых, галактических ветрах, в сверхярких инфракрасных галактиках. Механизмы ее нагрева различаются: в некоторых случаях - в областях ЗО, преобладает нагрев ультрафиолетовым звездным излучением, в других - в горячем окологалактическом и межгалактическом газе, основной вклад вносит столкновительный нагрев за фронтами ударных волн. Примером горячей пыли ( $T_d = 22 - 26$  К) за фронтом сильной ударной волны может служить пыль остатка сверхновой SN 1987 A в Большом Магеллановом облаке [1]. Еще более высокие температуры -  $T_d \simeq 30 - 50$  К, демонстрирует пыль в сверхярких инфракрасных галактиках (ULIRGs - UltraLuminous Infrared Galaxies, см., например, [2-4]). Хотя в части галактик этого типа пыль греется преимущественно звездным излучением, как, например, в ближайшей к нам Арг 220 (см. обсуждение в [5]), в некоторых из них - "оптически ярких" по терминологии [4], вклад ударных волн в нагрев пыли может быть сравним с вкладом звездного излучения.

В нашей Галактике горячая пыль, нагретая ударными волнами, представлена, например, рентгеновским газом в Северном полярном шпуре - области в северо-восточной части галактических координат ( $l = 0^\circ - 45^\circ$ ;  $b = 3^\circ - 85^\circ$ ), окаймляющей Fermi-Bubbles [6]. В этом случае ударные волны являются единственным источником нагрева пыли, независимо от происхождения Северного полярного шпера, поскольку поле ультрафиолетового излучения в этой области не превышает заметно  $F_{UV} \sim 1$  в единицах Хабинга (см., например, обсуждение в [7]). По-видимому, близкими характеристиками обладает и пыль в протяженных областях горячего "коронального" газа в межзвездной среде Галактики - областях, занятых слившимися остатками сверхновых. Объемная доля такого газа может достигать 50-90% [8,9], и хотя массовая доля такого газа составляет всего  $\sim 10^{-3}$  [9], наиболее молодые и плотные области его могут быть различимы в тепловой эмиссии пыли в общем фоне (см. оценки ниже).

Безусловный интерес представляет пыль в окологалактических гало, в горячем газе скоплений галактик и в межгалактической среде (см. обзор [10]). В настоящее время единственный источник данных о пыли в таком окружении - это измерения экстинкции и покраснения фоновых источников оптического излучения (см., например [11]), которые, как правило, отягощены наблюдательной селекцией из-за возможного неоднородного распределения поглощающих областей. С этой точки зрения прямые наблюдения тепловой эмиссии пыли могут оказаться дополнительным источником информации, как это продемонстрировано в [12] для скоплений галактик.

Таким образом, понимание теплового режима пыли в горячем газе с "рентгеновскими" температурами и ее эмиссионных характеристиках важно для корректного описания физического состояния межзвездного и окологалактического газа нашей и других галактик. К этому же ряду можно отнести морфологию, физическое состояние и эволюционный статус Северного полярного шпера, его связи с Fermi-Bubbles, а также газ у основания Fermi-Bubbles в центральной области Галактики. С этой целью в настоящей работе мы исследуем тепловой режим и эмиссионный спектр пыли, погруженной в горячий газ, нагретый предположительно сильной ударной волной. Более конкретно, мы исследуем временные вариации ("флуктуации") температуры пылинок, возникающие вследствие того, что в условиях нагрева пыли в разреженной горячей плазме время остывания каждой отдельной пылинки может оказаться короче времени, в течение которого частицы плазмы нагревают пылинку при столкновениях с ней. Возможность флуктуаций температуры мелких пылинок под действием ультрафиолетовых (УФ) квантов была предложена впервые в работе [13]. Детальное исследование этого явления в межзвездной среде было выполнено в работе [14].

Исследование флуктуаций температуры пыли в горячей плазме остатков сверхновых было впервые детально описано в [15,16]. Существенное отличие нагрева пылинок УФ излучением в межзвездной среде и неупругими столкновениями частиц горячей плазмы состоит в величине передаваемой энергии в однократном акте поглощения УФ кванта или столкновения с частицей горячей плазмы. В первом случае типичная энергия кванта составляет  $\sim 10$  эВ, во втором - энергия, полученная от столкнувшейся с пылинкой частицей плазмы может превышать  $\geq 100$  эВ. Чтобы поддерживать заданное значение средней температуры пылевой частицы, требуется, по крайней мере, на порядок большее количество поглощенных УФ квантов, чем столкнувшихся с ней частиц горячей плазмы. Поэтому при заданной средней температуре пылинок ее флуктуации в горячей плазме будут всегда больше.

Важным следствием временных флуктуаций температуры отдельных пылинок является их влияние на тепловой спектр всей массы пыли [14,16]. Мы анализируем возможность идентификации физического состояния горячей плазмы по характеристикам теплового спектра пыли в области пика и в релей-джинсовской области. Мы ограничиваемся здесь обсуждением общих характеристик эмиссионного спектра; приложения к конкретным объектам будут описаны отдельно. Во 2-м разделе мы приводим функции распределения температуры пылинок с разным размером в зависимости от плотности и температуры окружающей плазмы, в 3-м разделе мы анализируем их суммарный (интегрированный по спектру размеров пылинок) тепловой спектр и обсуждаем его эволюционные особенности, в 4-м разделе приводится обсуждение результатов, 5-й раздел содержит заключение, вспомогательные функции, величины и процедуры приведены в *Приложениях*.

2. *Температура пыли за фронтом ударной волны.* За фронтом ударной волны температура пыли определяется балансом столкновений с пылинкой тепловых ионов и электронов и ее радиационным остыванием [16-19]; в настоящем разделе мы следуем описанию [16]. Скорость нагрева отдельной пылинки равна

$$H = \pi a^2 \sum_{e,i} n_k \int_0^\infty f_k(E) v_k(E) \sigma_k(E) E \eta(E) dE, \quad (1)$$

$a$  - радиус пылинки,  $f_k(E)$  - максвелловская функция распределения электронов ( $k = e$ ) и ионов ( $k = i$ ),  $v_k(E)$  - скорость частиц плазмы,  $\sigma_k(E)$  - сечение столкновения частицы плазмы с пылинкой (в общем случае учитывает кулоновскую фокусировку),  $\eta(E)$  - доля энергии, передаваемая частицей плазмы на нагрев пылинки. Учитывая, что сечения столкновений и доли энергии, идущие на нагрев для электронов и ионов по порядку величины близки (см., например, приложение А в [20]), различия в скоростях нагрева

столкновениями с электронами и ионами в (1) определяются в основном различиями в их тепловых скоростях,  $v_e(E) = \sqrt{m_i/m_e} v_i(E) \geq 42 v_i(E)$ , поэтому мы будем учитывать только вклад от электронных столкновений. Для  $\eta(E)$  мы использовали выражение, приведенное в [16], см., *Приложение 1*. В расчетах мы будем учитывать также нагрев пылинки фоновым реликтовым (микроволновым) излучением с температурой  $T_{CMB} = 2.7\text{ K}$ , который поддерживает минимальную температуру пыли (см., *Приложение*).

Радиационное остывание отдельной пылинки, имеющей температуру  $T_d$ , определяется выражением [17]

$$\Lambda = 4\pi a^2 \sigma_{SB} \langle Q_{abs} \rangle T_d^4, \quad (2)$$

$\sigma_{SB}$  - постоянная Стефана-Больцмана,  $\langle Q_{abs} \rangle \propto a T_d^2$  - усредненная по планковскому спектру эффективность поглощения пылинки (см., *Приложение*).

В условиях разреженной плазмы существенным оказывается радиационное охлаждение пылинки между двумя последовательными столкновениями нагревающих ее электронов. Каждое столкновение электрона с пылинкой сопровождается скачкообразным увеличением ее температуры: при температуре плазмы  $T \sim 10^6\text{ K}$  характерная величина этого скачка составляет примерно  $\Delta T_d \sim 6\text{ K}/a_{0.1}$  [см., 16]. Если время остывания пылинки  $\tau_c \sim 10^6 T_d^{-3}$  оказывается короче времени ее нагрева столкновениями с электронами  $\tau_E$ , то она будет испытывать резкие скачки температуры, сопровождаемые длительными  $t \sim \tau_E$  промежутками остывания. Это выполняется при условии

$$\frac{4\pi}{3} n_e v_e C_m(T_d) \rho_d a^2 < \langle Q_{abs} \rangle \sigma_{SB} T_d^3, \quad (3)$$

где  $C_m(T_d)$  - удельная (на грамм вещества) теплоемкость,  $\rho_d$  - плотность вещества пылинки,  $\langle Q_{abs} \rangle$  - усредненная по планковскому распределению эффективность поглощения пылинки (см., *Приложение*),  $\sigma_{SB}$  - постоянная Стефана-Больцмана,  $T_d$  - температура пылинки. В горячей плазме в широком интервале плотностей условие (3) выполняется даже для крупных пылинок  $a \approx 0.1\text{ мкм}$  (см., рис.1 в [16]).

2.1. *Функция распределения температуры пыли.* Для расчета функции распределения температуры (ФРТ) пыли  $P(a, T)$  мы использовали подход, развитый в работе [16] (краткое описание дано в *Приложении*). На рис.1 приведены примеры ФРТ пылинок для набора температур (для панелей в вертикальном направлении) и концентраций (для панелей в горизонтальном направлении) плазмы. Общим для этих распределений является узкое распределение для крупных частиц ( $z > 0.05\text{ мкм}$ ) и все более широкое - для частиц меньших размеров, для которых порция энергии от отдельного электрона ( $\Delta E \sim 0.01\text{ эВ}$ ) сравнима с энталпией частицы. Для мелких частиц

ФРТ демонстрирует протяженный хвост в области высоких температур  $T \geq \Delta E/k_B \sim 100$  К. В области низких температур при  $n \leq 0.3$  см<sup>-3</sup> распределение для мелких пылинок тянется и в область низких температур  $T \leq 5$  К: легко оценить, что пылинки с радиусом  $a = 0.003$  мкм в плазме с  $T = 10^6$  К и  $n = 0.01$  см<sup>-3</sup> между двумя последовательными столкновениями остынут до  $T_d \approx 5$  К.

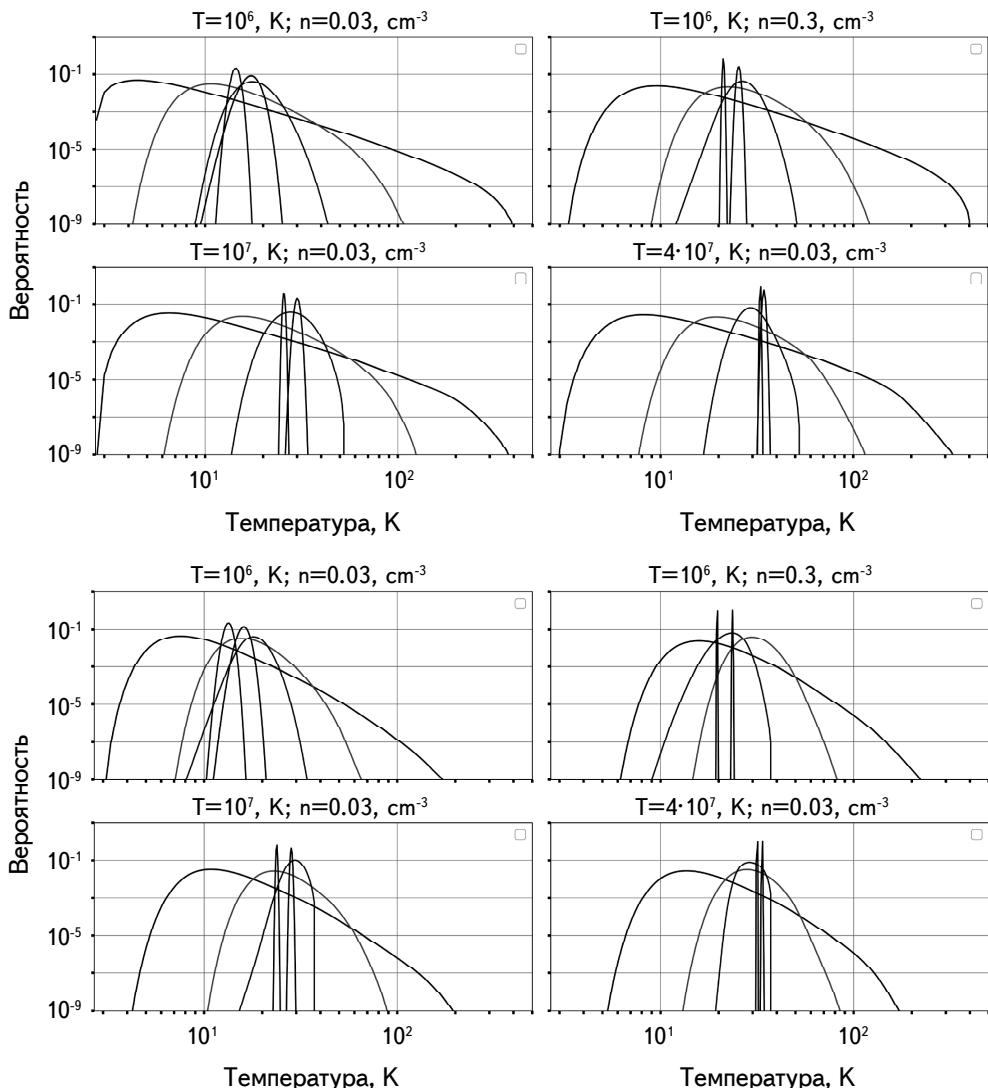


Рис.1. Функции распределения температуры углеродных (верхняя панель) и силикатных (нижняя панель) пылинок с различными параметрами среды. Кривые приведены для размеров пылинок  $a = 30$  Å,  $100$  Å,  $300$  Å,  $0.1$  мкм,  $0.3$  мкм, начиная от более широких, к узким распределениям.

Углеродные частицы имеют более широкие распределения температуры при одинаковых размерах пылевых частиц и параметров окружающей плазмы. Эта особенность была впервые обнаружена в работе [16] и в области низких температур объясняется различиями в теплоемкостях  $C_m(T)$  и коэффициентах абсорбции  $\langle Q_{abs} \rangle$  для углеродной и силикатной пыли. Действительно, количество пылинок, занимающих область низких температур, определяется тем, как быстро пылинки охлаждаются за время между двумя последовательными столкновениями пылинки и электронов. Учитывая, что время охлаждения пылинки, пропорционально  $\tau_c \propto C_m / \langle Q_{abs} \rangle$ , отношение времени охлаждения углеродных пылинок к времени охлаждения силикатных в области высоких температур - например,  $T_d \approx 300$  К, откуда начинается охлаждение пылинок с радиусом  $a = 0.003$  мкм, будет  $\tau_c(C)/\tau(Si) \approx 0.9$ . В области высоких температур видимое, хотя и незначительное, более широкое распределение для углеродных частиц объясняется тем, что для них один акт столкновения электрона приводит к несколько большему увеличению температуры, чем для силикатных пылинок - это видно из рис.7 (*Приложение B*), где на правой панели приведено отношение температур углеродных пылинок к температурам силикатных пылинок после столкновения с ними электронов заданной энергии. Более подробное обсуждение поведения ФРТ в высоких и низких интервалах температур приведено в [21].

В отсутствие флюктуаций (далее будем условно говорить о таком состоянии как о равновесном) температура пылинки зависит от радиуса примерно<sup>1</sup> как  $T(a) \propto a^{-1/6}$ . Это легко понять из сравнения скоростей нагрева (1) и охлаждения (2) пылинки (см. также параграф 8.2 в [22]). Асимметричная, смешенная в область низких температур и протяженным "хвостом" в области высоких температур, форма ФРТ пыли требует дополнительного определения температуры пыли, а именно: средняя по ФРТ температура  $\langle T(a) \rangle = \int T' P(a, T') dT'$ , средняя по эмиссионному квази-планковскому спектру  $\langle T(a) \rangle_s = \int \int T' P(a, T') \tilde{B}_v(T') dT' dv$ .

Эти зависимости проиллюстрированы на рис.2; здесь  $B_v(T)$  - функция Планка,  $\tilde{B}_v(T) \propto v^\beta B_v(T)$  - квази-планковская функция,  $\beta$  - спектральный индекс пыли. Если не оговорено отличное, в настоящей работе мы принимаем для простоты анализа  $\beta = 2$  - значение, часто принимаемое при анализе спектров пыли в горячей плазме окрестностей галактик в скоплениях [23,24], хотя отклонения от этого значения могут быть заметны (см., например, [25]). Различия средних температур и их отличие от "равновесной" показывает, насколько могут отличаться простые оценки тепловых и эмиссионных свойств пыли от действительности, в пренебрежении флюктуациями температуры

<sup>1</sup> если температура окружающей плазмы не слишком высока:  $T \lesssim 10^6$  К.

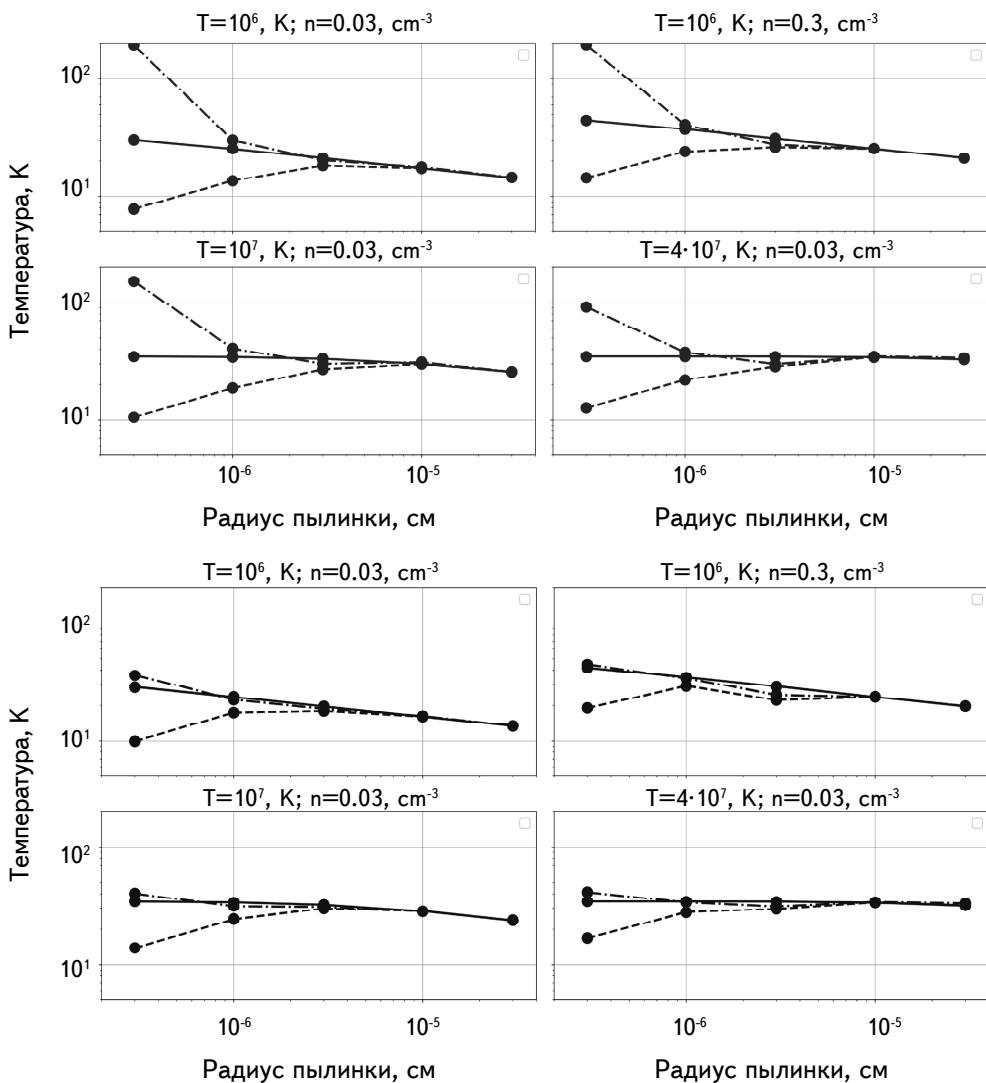


Рис.2. Зависимость средней по ФРТ температуры (штриховая линия), средней температуры по модифицированному планковскому спектру (штрих-пунктирная), равновесной (сплошная линия) от радиуса пылинки: углеродные (верхняя панель) и силикатные пылинки (нижняя панель).

пылинок, особенно, если принять во внимание сильную зависимость эмиссии пыли от ее температуры.

Легко видеть, что удельная (на единицу массы) эмиссионная способность пылинки с температурой  $\langle T(a) \rangle$ , определенной по ФРТ, меньше таковой для пылинок с "равновесной" температурой. Массовая спектральная эмиссионная способность пылинки радиуса  $a$  в максимуме функции  $\tilde{B}_{\nu_p}(T)$  имеет порядок

$$\ell_a = \frac{L_{v_p, a}}{M_{d, a}} = \frac{q \langle T(a) \rangle^5}{\rho_d a} \sim \left( \frac{\langle T(a) \rangle}{T(a)} \right)^5 \ell_e \ll \ell_e. \quad (4)$$

Здесь для оценки светимости пылинки функции  $\tilde{B}_{v_{\max}}(T)$  ее температура была принята равной средней по ФРТ  $\langle T(a) \rangle$ , коэффициент  $q = 1.4 \cdot 10^{-60}$ ;  $T(a)$  - равновесная температура пылинки,  $\ell_{a,e}$  - равновесная удельная эмиссионная способность,  $v_p$  - частота, соответствующая максимуму функции  $\tilde{B}_{v_p, a}$ . Например, эта разница для углеродных пылинок с  $a = 100 \text{ \AA}$  может достигать более порядка величины  $\ell_a \sim 0.01 \ell_{a,e}$  (см., рис.6). Поэтому очевидно, что оценка массы пыли, основанная на предположении о ее "равновесной" температуре, может заметно отличаться от истинного значения.

С другой стороны, удельная излучательная способность пылинки с температурой, оцененной по ее эмиссионному спектру  $\langle T(a) \rangle_s$ , оказывается заметно выше того, что можно ожидать от пыли с "равновесной" температурой:

$$\ell_{a,s} = \frac{L_{v_{p,s}, a}}{M_{d, a}} = \frac{q \langle T(a) \rangle_s^5}{\rho_d a} \sim \left( \frac{\langle T(a) \rangle_s}{T(a)} \right)^5 \ell_{a,e}, \quad (5)$$

что дает  $\ell_{a,s} \sim 2 \cdot 10^4 \ell_{a,e}$  для углеродных пылинок с радиусом  $a = 100 \text{ \AA}$ , (см., рис.2). Различия в удельных светимостях проиллюстрированы на рис.3. Это обстоятельство может оказаться существенным при интерпретации наблюдаемых тепловых спектров пыли, учитывая, что мелкие пылинки всегда преобладают

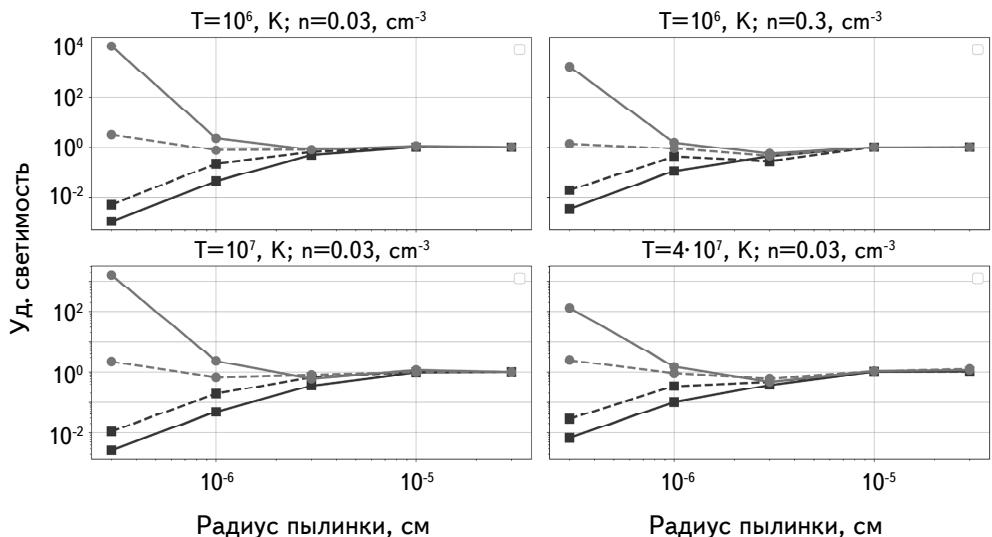


Рис.3. Зависимость удельных светимостей пылинок  $\ell$ , как они определены выше, соответствующих средней по ФРТ температуре (штриховая линия), средней температуре по модифицированному планковскому спектру (сплошная линия), от радиуса пылинки: углеродные (линии с кружочками) и силикатные пылинки (линии с квадратиками).

в распределении по размерам. Отметим, что для силикатных пылинок  $\langle T(a) \rangle_s$  практически совпадает с равновесной температурой, лишь незначительно превышая ее для частиц с  $a \leq 100 \text{ \AA}$  (рис.2).

3. *Тепловой спектр пыли, окруженной горячей плазмой.* Учитывая, что распределение пылинок по размерам характеризуется существенным преобладанием мелких пылинок по сравнению с крупными, приведенные особенности функций распределения могут вызвать заметные отклонения эмиссионного теплового спектра всего ансамбля пылинок от стандартного модифицированного планковского. Это обусловлено двумя причинами: во-первых, преобладающее количество мелких пылинок в области низких температур может усиливать (уширять) рэлей-джинсовскую область спектра, во-вторых, незначительная фракция ( $\sim 10^{-6}$ ) мелких частиц с высокой температурой ( $T \sim 300 \text{ K}$ ) может усиливать участок виновской области спектра, благодаря тому, что полная интегрированная излучательная способность пылинки растет как  $\propto T^6$ .

В расчетах спектра мы примем для простоты распределение пылинок по размерам, описанное в работе [26] - МНР-распределение:  $dn(a)/da \propto a^{-\alpha}$  в пределах от  $a_{\min} = 30 \text{ \AA}$  до  $a_{\max} = 0.3 \text{ мкм}$  (см., например, в [27]),  $\alpha = 3.5$  [28]. На рис.4 приведены примеры тепловых эмиссионных спектров смеси равных по массе углеродной и силикатной пыли с флукутирующей температурой для плазменного окружения с параметрами, указанными на рис.1.

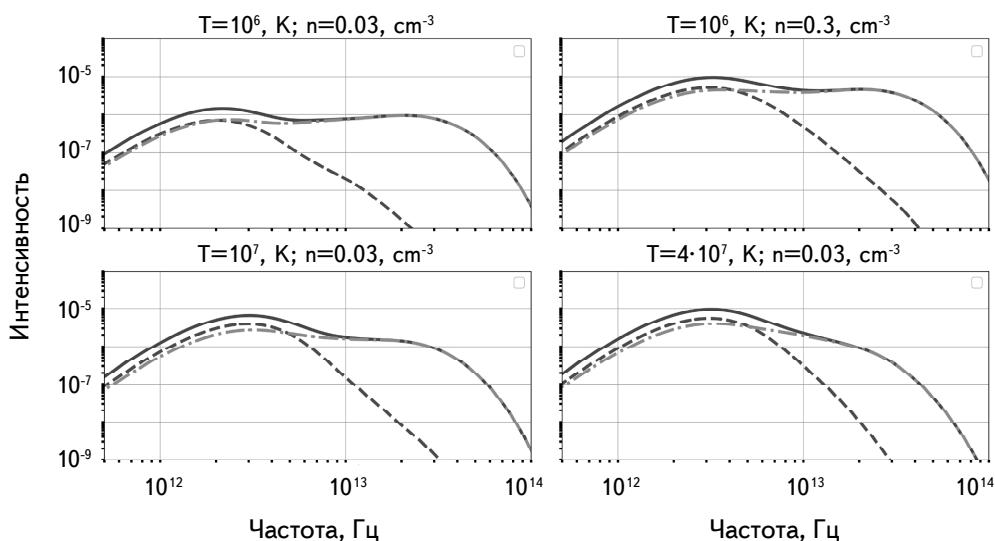


Рис.4. Спектры излучения смеси равных по массе углеродных и силикатных пылинок, погруженных в среду с различными параметрами. Штриховая линия показывает вклад от силикатной составляющей, штрих-пунктирная - от углеродной составляющей, сплошная - суммарный спектр.

Суммарный спектр излучения комплекса пыли, отнесенный к ее  $M_d$ , определяется выражением

$$\frac{F(v)}{M_d} = \frac{1.5}{4\pi\rho_d} (a_2^{0.5} - a_1^{0.5})^{-1} \int_{a_{min}}^{a_{max}} a^{-3.5} \int 4\pi a^2 Q_{abs}(a, v) B_v(T_d) G(a, T_d) dT_d da, \quad (6)$$

где  $B_v(T_d)$  - функция Планка,  $Q_{abs}(a, v)$  - коэффициент поглощения (см. D1 и D2),  $G(a, T_d)$  - ФРТ (см. E3).

Легко видеть, что спектры демонстрируют бимодальное (двуухпиковое) распределение, как если бы на луч зрения попадали две области, в которых пыль имеет разную температуру. Бимодальный вид тепловой эмиссии типичен для пыли с флюктуирующей температурой, особенно для пыли, окруженной горячей плазмой, где высокотемпературные "хвосты" в ФРТ более развиты, чем при нагреве пыли ультрафиолетовым излучением. Впервые примеры бимодальных спектров были описаны в работах [14,16] и недавно - в [29]. Если аппроксимировать такие бимодальные распределения суперпозицией спектров пыли с разными температурами, то положения максимумов соответствуют "равновесным" температурам пыли, приведенным на рис.6. С увеличением плотности плазмы, температуры эквивалентной "равновесной" пыли сближаются, однако, даже при  $n \geq 10 \text{ см}^{-3}$  пики различны. Увеличение температуры плазмы приводит к сме-

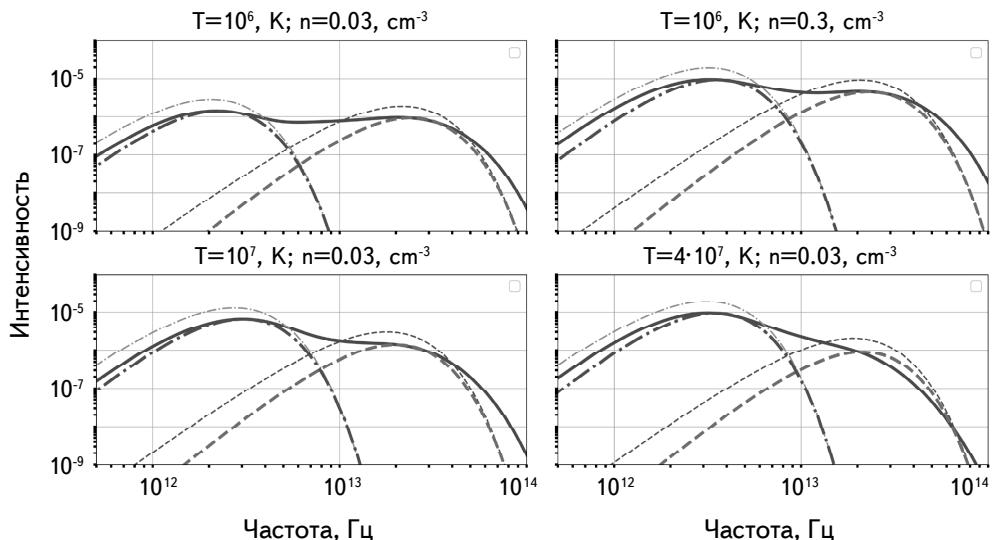


Рис.5. Спектры пыли, испытывающей температурные флюктуации - сплошная линия, и его аппроксимация двухтемпературными распределениями: пунктирной линией показан холодный компонент, штрих-пунктирной - горячий, штриховая линия представляет их сумму; надписи вверху показывают параметры плазмы, в которую погружена пыль. Толстыми линиями показаны аппроксимации для спектрального индекса  $\beta = 2$ , тонкие линии того же стиля соответствуют  $\beta = 1.5$ . Для наглядности аппроксимации для  $\beta = 1.5$  показаны с массовыми коэффициентами, увеличенными в 1.5 раза.

шению пиков в область более высоких значений, однако различия в температурах "равновесной" пыли остаются практически неизменными - в один порядок величины.

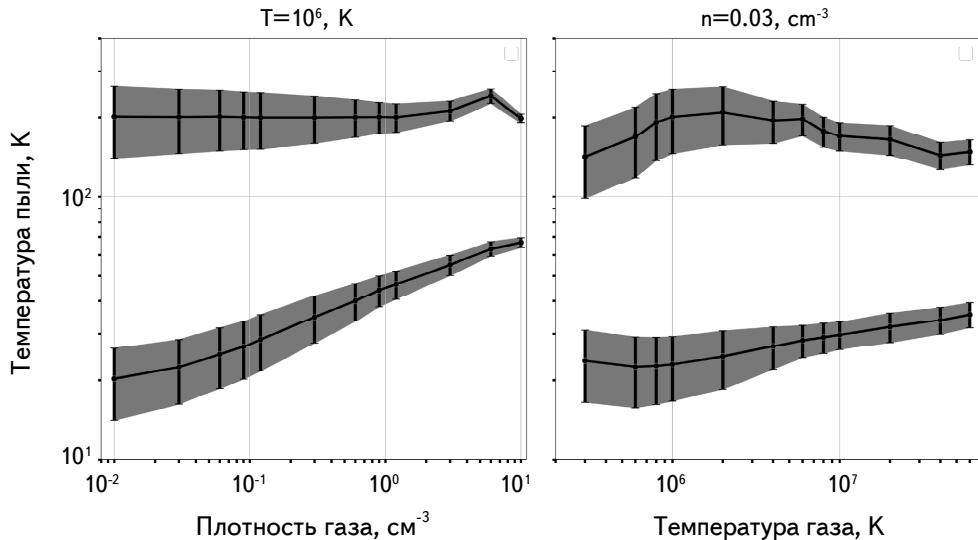


Рис.6. Пример зависимости температуры максимумов квази-планковских спектров в модели двухтемпературной пыли, полученных аппроксимацией спектра флюктуирующей температуры пыли, показанного на рис.5.

**4. Обсуждение результатов.** Для того, чтобы иллюстрировать различие между бимодальным эмиссионным спектром, обусловленным флюктуациями температуры пыли со спектром от пыли с бимодальным распределением температуры, мы аппроксимируем спектр, приведенный на рис.4, двухтемпературным спектром от двух облаков пыли с температурами  $T_c$  и  $T_h$  и массами  $M_c$  и  $M_h$ , соответственно. На рис.5 показаны спектры излучения пыли единичной полной массы, полученные с учетом ее стохастического нагрева в различном окружении и аппроксимации их моделями двухтемпературных спектров. Здесь уместно отметить следующее важное обстоятельство. Эмиссионный пик в области низких частот связан с пиком ФРТ для углеродных и силикатных пылинок, пик же на высоких частотах обязан, главным образом, избытку мелких углеродных частиц в высокотемпературном "хвосте" ФРТ. При аппроксимации спектра пыли с флюктуирующей температурой составным спектром от двух облаков с разной температурой пыли значения этих температур  $T_1$  и  $T_2$  подгоняются под частоты максимумов эмиссионного спектра, а массы пыли - под амплитуды максимумов. Учитывая, что интенсивность эмиссии в максимуме эмиссии пыли  $\propto M_d T_d^{3+\beta}$ , результатом

Таблица 1

МАССОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ  $M_c$  И  $M_h$  ДЛЯ НАБОРА  
ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ<sup>1</sup>

	$T = 10^6; n = 0.03$	$T = 10^6; n = 0.3$	$T = 10^7; n = 0.03$	$T = 4 \cdot 10^7; n = 0.03$
$\frac{M_c}{M_h}$	4566.26 0.024	3357.98 0.144	5135.35 0.091	3828.24 0.042

<sup>1</sup>  $T$  выражена К,  $n$  в см<sup>-3</sup>,  $M_c$  и  $M_h$  в безразмерных единицах.

аппроксимации оказывается зависимость  $M_d \propto T_d^{-(3+\beta)}$  - с этим связана хорошо известная проблема вырождения "масса-температура" для пыли (см., например, [30,31]). Прямыем следствием этого оказывается сильное отличие оценок массы пыли, находящейся в окружении горячей плазмы, аппроксимацией ее наблюдаемого спектра суперпозицией "равновесных". Для примера мы приводим здесь оценки масс, аппроксимирующих спектр, приведенный на рис.4. Если брать массовый коэффициент равным единице для двухтемпературного распределения пыли, то получается гораздо большее значение потока, чем у пыли в условиях стохастического нагрева. В таком случае для точной "подгонки" коэффициент искусственно занижается для более точной аппроксимации. Массовые коэффициенты  $M_c$  и  $M_h$ , соответствующие лучшей двухтемпературной аппроксимации на рис.5 приведены в табл.1.

**5. Заключение.** В работе проанализированы тепловые свойства пыли, погруженной в горячую плазму и проявляющей флуктуации температуры и особенности ее эмиссионных спектров. Показано, что:

- отнесенная к единице массы излучательная способность пылинок малых размеров ( $a \leq 100 \text{ \AA}$ ) существенно превосходит таковую для более крупных пылинок и для пылинок с фиксированной температурой, определяемой балансом нагрева и радиационного охлаждения;
- эмиссионный спектр пыли проявляет бимодальную (двухпиковую) форму, напоминающую спектр двухтемпературной пыли: пик в области низких частот ( $v \sim 2 \text{ ТГц}$ ) обусловлен сильным максимумом функции распределения пылинок в области низких температур ( $T_d \sim 5 - 6 \text{ K}$ ), пик спектра на высоких частотах ( $v \sim 20 \text{ ТГц}$ ) связан с избытком мелких пылинок с высокой ( $T_d - 10^2 \text{ K}$ ) температурой;
- основной вклад в высокочастотный избыток эмиссии вносит углеродная пыль, благодаря большому (по сравнению с силикатной пылью) избытку мелких углеродных пылинок с высокими температурами.

Мы благодарны Д.З.Вибе за обсуждения и критические замечания. Работа была выполнена при поддержке РФФИ (17-52-45053), а также частично

(ЮШ) проектом 01-2018 "Новые научные группы ФИАН" и Программой Президиума РАН (код проекта 28).

Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва,  
Россия, e-mail: sai.drozdov@gmail.com yus@asc.rssi.ru

### ПРИЛОЖЕНИЕ А: ДОЛЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ЭНЕРГИИ

Доля поглощаемой кинетической энергии электрона, падающего на пылинку, определяется выражением (см., [15])

$$\eta(E) = \begin{cases} 1, & E < E_* \\ 1 - \left[1 - (E_*/E)^{3/2}\right]^{2/3}, & E > E_* \end{cases}, \quad (\text{A1})$$

$E_* = 1.4 \cdot 10^{-8} (a/\mu M)^{2/3} \rho_g^{2/3}$ ,  $\rho_g$  - плотность вещества пылинки.

### ПРИЛОЖЕНИЕ В: НАЧАЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРА ПЫЛИНКИ

Столкновение одного электрона с энергией  $E$  сопровождается увеличением температуры пылинки до значения  $T_{d,E}$ , определяемого уравнением [16]

$$\Delta E = \int_{T_i}^{T_{d,E}} C(T'_d) dT'_d, \quad (\text{B1})$$

где  $\Delta E = \eta(E)E$  - энергия, переданная пылинке, столкнувшейся с ней частицей плазмы,  $C(T)$  - теплоемкость пылинки<sup>2</sup>,  $T_i$  - температура пылинки перед столкновением с ней электрона. Зависимость  $T_d$  от  $\Delta E$  приведена в А. На рис.7 показаны графики температуры пылинки сразу после столкновения, в зависимости от энергии столкнувшегося с ней электрона.

### ПРИЛОЖЕНИЕ С: ТЕПЛОЕМКОСТЬ

Теплоемкость пыли, используемая в нашей модели, взята из [14,16]. Для углеродной пыли

<sup>2</sup> Мы предполагаем, следуя [16], что энергия  $\Delta E$  перераспределяется по всему объему пылинки за время, существенно короче, чем время ее радиационного остывания. Такое предположение справедливо, поскольку характерное время теплопроводности  $\Delta t \sim a^2 / D_T \geq a^2 c$ ,  $D_T$  - коэффициент температуропроводности.

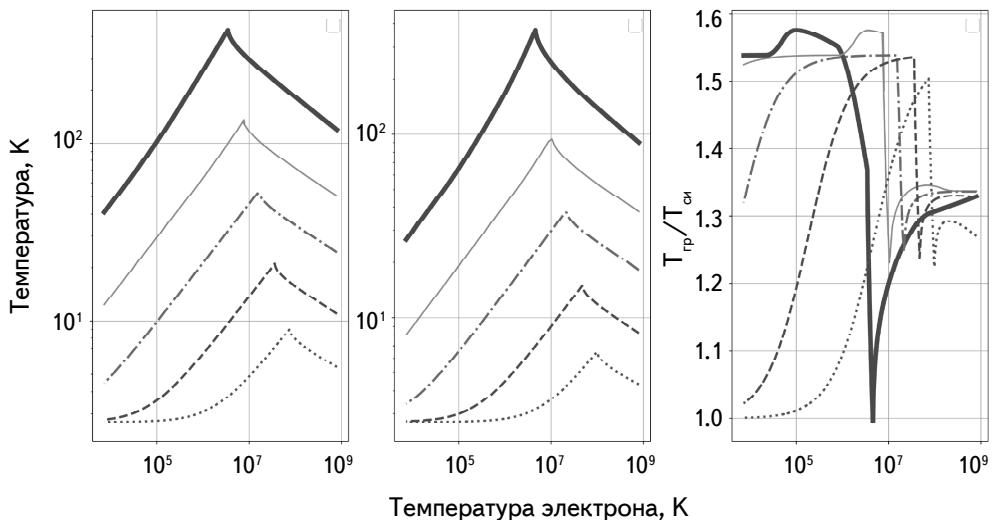


Рис.7. Зависимость начальной температуры пылинки от кинетической энергии поглощенного электрона для углеродных (слева) и силикатных (в центре) пылинок. На правой панели показано отношение этих температур - углеродных к силикатным. Энергии электронов указаны в градусах  $E/k$ . На левой и средней панелях размеры пылинок сверху вниз: 30A, 100A, 300A, 1000A, 3000A. Энергия падающего электрона приведена в K.

$$C(T)/V = \begin{cases} 3.84 \cdot 10^2 T^2 & T \leq 60 \text{ K} \\ 2.32 \cdot 10^3 T^{1.56} & 60 \leq T \leq 100 \text{ K} \\ 5.61 \cdot 10^3 T^{1.37} & 100 \leq T \leq 470 \text{ K} \\ 7.74 \cdot 10^5 T^{0.57} & 470 \leq T \leq 1070 \text{ K} \\ 4.14 \cdot 10^7 & T \geq 1070 \text{ K}, \end{cases} \quad (C1)$$

где  $C(T)$  - теплоемкость пыли в эрг  $\text{K}^{-1}$  и  $V$  - объем пылинки в  $\text{см}^3$ .

Для силикатной пыли

$$C(T)/V = \begin{cases} 1.4 \cdot 10^3 T^2 & T \leq 50 \text{ K} \\ 2.2 \cdot 10^4 T^{1.3} & 50 \leq T \leq 150 \text{ K} \\ 4.8 \cdot 10^5 T^{0.68} & 150 \leq T \leq 500 \text{ K} \\ 3.41 \cdot 10^7 & T \geq 500 \text{ K}. \end{cases} \quad (C2)$$

#### ПРИЛОЖЕНИЕ D: КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ

Для эффективности поглощения инфракрасного излучения использованы аппроксимации, описанные в [32], (см. также обсуждение в разделе 24.1 в [33])

$$Q_{abs}(a, \lambda) \approx \begin{cases} 1.0 \cdot 10^{-3} \left( \frac{a}{10^{-5} \text{ см}} \right) \left( \frac{\lambda}{10^{-2} \text{ см}} \right)^{-2} & \text{углерод, } \lambda \geq 3 \cdot 10^{-3} \text{ см} \\ 1.4 \cdot 10^{-3} \left( \frac{a}{10^{-5} \text{ см}} \right) \left( \frac{\lambda}{10^{-2} \text{ см}} \right)^{-2} & \text{силикаты, } \lambda \geq 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}, \end{cases} \quad (\text{D1})$$

где  $a$  - радиус пылинки, а  $\lambda$  - длина волны. Отсюда усреднение  $\langle Q_{abs}(a, \lambda) \rangle$  по планковскому спектру дает [35]

$$\langle Q_{abs} \rangle = \begin{cases} 0.08 a T^2 & \text{для углеродной пыли} \\ 0.126 a T^2 & \text{для силикатов,} \end{cases} \quad (\text{D2})$$

где  $a$  выражено в см, а  $T$  в К.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ E: РАСЧЕТ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

После столкновения с электроном, пылинка остывает со скоростью

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{4\pi a^2}{C(T_d)} \sigma_{SB} \left[ \langle Q_{abs}(a) \rangle_{T_0} T_0^4 - \langle Q_{abs}(a) \rangle_{T_d} T_d^4 \right], \quad (\text{E1})$$

где  $\sigma_{SB}$  - постоянная Стефана-Больцмана,  $\langle Q_{abs}(a) \rangle_{T_0}$  - усредненный по планковскому спектру коэффициент поглощения пылинки, определяемый выражением (D2) [22],  $T_0$  - эффективная температура фонового излучения, поддерживающего минимальный уровень температуры пыли, вдали от звезд мы принимаем, следуя [16],  $T_0 = 2.7$  К. Доля времени, в течение которого пылинка, нагретая электронным ударом до температуры  $T_{d,E}$  (B1), будет в процессе охлаждения между двумя последовательными столкновениями электронов иметь температуру в интервале  $[T_d, T_d + dT_d]$

$$P_E(a, T_d) dT_d = e^{-\tau_E/\tau_c} \frac{dt}{\tau_c}, \quad (\text{E2})$$

здесь  $\tau_E$  - характерное время столкновения электрона с энергией  $E$  с пылинкой,  $\tau_c$  - время остывания пылинки  $\tau_c = \int_{T_d}^{T_{d,E}} dT_d / |dT_d/dt|$  от ее исходного значения  $T_{d,E}$ . Вероятность того, что пылинка имеет температуру  $[T_d, T_d + dT_d]$ , определяется интегрированием  $P_E(a, T_d)$  по максвелловскому распределению электронов.

В тех случаях, когда частота ударов по пылинке высока, особенно для крупных пылинок, при построении функции распределения вероятности, необходимо учитывать возможность повторного удара электрона до полного остывания. Этот эффект можно учесть, как было показано в работе [16], с помощью повторного интегрирования по спектру распределения энергии

электронов и по начальной температуре пыли, так как момент прогрева может наступить, когда пылинка находится при любой температуре в пределе  $2.7 \leq T_d \leq T_0$ . В таком случае итоговая функция распределения с учетом возможного вторичного удара получается из выражения:

$$G_2(a, T_d) = \pi a^2 n_e \tau_{coll} \int_{T_0}^{T_d} G_1(a, T_i) \times \left[ \int_{T_0}^{\infty} P_E(a, T_d) f(E) v(E) dE \right] dT_i, \quad (\text{E3})$$

где  $G_1(a, T_d)$  - функция распределения вероятности для одиночного удара,  $T_0$  - нижняя возможная температура пыли  $\approx 2.7$  К. Для самой крупной пыли возможен учет третьего удара, в таком случае итерация повторяется.

## DUST TEMPERATURE IN HOT PLASMA

S.A.DROZDOV, Y.A.SHCHEKINOV

Thermal regime and emission features of dust surrounded by hot gas ( $T=10^6 - 10^7$  K) is described. Such gas is widespread in interstellar, circumgalactic and intracluster medium. Despite on a hostile environment dust grains can survive and emit in infrared waveband on time scale  $0.3n^{-1}$  Myr,  $n$  being plasma density. This provides a complementary possibility for diagnostics of hot plasma. The particular feature of a thermal state of dust grains immersed in a hot gas is that they experience temperature fluctuations in a wide range. Temperature distribution function depend of dust grain radius and plasma characteristics. In this work, the temperature distribution function for grains with sizes from 30 Å to 3000 Å for different gas temperatures and densities is described along with the resulting dust emission spectra. It is demonstrated that in a wide range of gas temperature and density dust emission spectra reveal a "bimodal" shape with two peaks and mimic a compound spectrum of two dust populations with different temperatures. Possible errors in determining the dust mass from observations thermal emission based on the assumption of equilibrium temperature are discussed.

**Keywords:** *hot gas: interstellar: intergalaxies: supernovae: interstellar dust: dust emission spectra*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Indebetouw et al.*, *Astrophys. J., Lett.*, **782**, L2, 2014.
2. *N.Rangwala, P.R.Maloney, J.Glenn et al.*, *Astrophys. J.*, **743**, 94, 2011.
3. *E. da Cunha, F.Walter, I.R.Smail et al.*, *Astrophys. J.*, **806**, 110, 2015.
4. *L.Fan, Y.Han, R.Nikutta et al.*, *Astrophys. J.*, **823**, 107, 2016.
5. *Yu.Shchekinov, E.Vasiliev*, *Astrophysics*, **60**, 449, 2017.
6. Planck collaboration: *A.Abergel, P.A.R.Ade, N.Aghanim et al.*, *Astron. Astrophys.*, **571**, A11, 2014.
7. *Yu.Shchekinov*, *Galaxies*, **6**, 62, 2018.
8. *E.O.Vasiliev, B.B.Nath, Yu.A.Shchekinov*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 1703, 2015.
9. *M.Li, J.P.Ostriker, R.Cen et al.*, *Astrophys. J.*, **814**, 4, 2015.
10. *J.Tumlinson, M.S.Peeples, J.K.Werk*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **55**, 389, 2017.
11. *B.Ménard, R.Scranton, M.Fukugita et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **405**, 1025, 2010.
12. *K.Yamada, T.Kitayama*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **57**, 611, 2005.
13. *J.M.Greenberg*, in: *Stars and Stellar Systems*, B.M.Middlehurst & L.H.Aller, eds., Univ. of Chicago Press, **7**, 221, 1968.
14. *B.T.Draine, N.Anderson*, *Astrophys. J.*, **292**, 494, 1985.
15. *E.Dwek*, *Astrophys. J.*, **607**, 848, 2004.
16. *E.Dwek*, *Astrophys. J.*, **302**, 363, 1986.
17. *E.Dwek, R.G.Arendt*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **30**, 11, 1992.
18. *P.Guhathakurta, B.T.Draine*, *Astrophys. J.*, **345**, 230, 1989.
19. *M.Bocchio, A.P.Jones, L.Verstraete et al.*, *Astron. Astrophys.*, **556**, A6, 2013.
20. *E.Dwek, M.W.Werner*, *Astrophys. J.*, **248**, 138, 1981.
21. *S.Drozdov*, *Bulletin of the Lebedev Physical Institute*, in press, 2019.
22. *E.Krügel*, *The Physics of Interstellar Dust*, IoP Publishing: Bristol and Philadelphia, 2003.
23. *J.I.Davies, S.Bianchi, L.Cortese et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **419**, 3505, 2012.
24. *C.Fuller, J.I.Davies, M.W.L.Smith et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **458**, 582, 2016.
25. *S.Eales, M.W.L.Smith, R.Auld et al.*, *Astrophys. J.*, **761**, 168, 2012.
26. *J.S.Mathis, W.Rumpl, K.H.Nordsieck*, *Astrophys. J.*, **217**, 425, 1977.
27. *M.Compiègne, L.Verstraete, A.Jones et al.*, *Astron. Astrophys.*, **525**, A103, 2011.
28. *T.Temim, E.Dwek*, *Astrophys. J.*, **774**, 8, 2013.
29. *P.Camps, K.Musselb*, *S.Bianchi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **580**, A87, 2015.
30. *R.H.Hildebrand*, *Quater. J.R.A.S.*, **24**, 267, 1983.
31. *G.Helou*, *IAU Symp.*, **135**, 285, 1980.
32. *B.T.Draine*, *Astrophys. J.*, **245**, 880, 1981.
33. *B.T.Draine*, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*, Princeton University Press: Princeton&Oxford, 2011.

