

СПЕКТР ЭМИССИИ ПЫЛИ В ОСТЫВАЮЩЕМ ГАЗЕ

С.А.ДРОЗДОВ

Поступила 27 сентября 2020

Принята к печати 23 декабря 2020

Проведено моделирование эмиссионного спектра пыли, испытывающей существенные флуктуации температуры за фронтами сильных (>100 км/с) ударных волн. Моделирование включает расчет функции распределения температуры пылинок, возникающей под действием стохастического нагрева со стороны электронов окружающей плазмы, а также особенности результирующего спектрального распределения эмиссии пыли. В процессе остывания окружающей плазмы эмиссионный спектр меняется, заметно отличаясь от "квази-планковского" спектра изотермической пыли (или суперпозиции таких спектров). Характер его изменений может быть использован для диагностики теплового состояния плазмы. Кратко обсуждаются объекты, где такие эффекты могут быть существенны.

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

1. *Введение.* Межзвездная среда (МЗС) заполнена ударными волнами (УВ) - многие ее динамические особенности и спектральные свойства определяются действием сверхновых, звездного ветра, ионизационных фронтов и др. [1-3]. Структура МЗС, в том числе крупномасштабная (например, Северный Полярный шпур, см. [4]) определяются, по-видимому, коллективными вспышками сверхновых [5-10]. Важная задача, которая ставится при исследовании этих объектов - это диагностика газа, нагретого в результате действия ударных волн. Один из способов оценки параметров среды - это наблюдение ИК-излучения от нагретой за фронтами ударных волн пыли, как было предложено в пионерских работах [11,12]. Тепловые свойства пыли описывались в более поздних работах [13,14]. В настоящей работе мы рассматриваем влияние стохастического нагрева пыли за фронтами радиационных ударных волн на их эмиссионный спектр.

В расширяющемся остатке сверхновой столкновительный нагрев, как правило, преобладает над нагревом от УФ-квантов межзвездного поля излучения. Мелкие пылинки испытывают более редкие удары (время между которыми больше времени остывания пылинки) с темпом: $\nu_{coll} = 2\pi a^2 n V_t$ (n - концентрация плазмы, V_t - тепловая скорость частиц, a - радиус пылинки), (см. раздел 3). В результате этого каждая отдельная пылинка испытывает температурные флуктуации той или иной амплитуды. Такой режим нагрева называется стохастическим [15]. Амплитуда температурных вариаций пыли при стохастическом

ческом нагреве в условиях горячей плазмы ($T_g = 10^6 - 10^7$ К) заметно превышает таковую при нагреве пыли УФ квантами межзвездного поля излучения (см. раздел 3). По этой причине эффекты флуктуаций температуры за фронтами УВ могут проявляться заметнее. За фронтами радиационных ударных волн режим стохастического нагрева пылинок изменяется по мере эволюции параметров остывающей плазмы, а именно: вследствие уменьшения температуры и соответствующего увеличения плотности газа $n \propto T^{-1}$ частота столкновений будет увеличиваться приблизительно как $\propto T^{-1/2}$. Более того, уменьшение температуры газа может приводить к увеличению доли энергии, теряемой частицами плазмы в пылинке (см. раздел 3). Это обстоятельство может существенно влиять на эмиссионный спектр пыли. Его исследованию посвящена настоящая работа.

Статья построена следующим образом. Процесс остывания газа и его характерные темпы обсуждаются в разделе 2, а модель нагрева пылинок приводится в разделе 3. Здесь, по сравнению с работой [16], мы используем новый статистический метод для построения функции распределения температур пылинок, который является более универсальным для расчета в плотной и горячей среде, подробнее этот метод обсуждается в разделе 4. Изменение параметров среды в связи с остыванием газа будет отражаться в эмиссионных спектрах пыли в ИК диапазоне (см. раздел 5). Подобные изменения могут служить характерным индикатором процессов, которые идут в некоторых областях межзвездной среды с высокой температурой газа, и обеспечивать диагностику состояния газовой среды в этих областях. В разделе 6 мы кратко суммируем основные результаты.

2. Тепловая эволюция газа за фронтом ударной волны. Уравнение остывания элемента газа за фронтом УВ определяется выражением [17]:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{2n}{3k_B} \Lambda(T), \quad (1)$$

где $n = 4n_0T_0/T$, а n_0 - плотность перед фронтом УВ (т.е. фоновая плотность), $T_0 = 3\mu m_p v_s^2 / 16k_B$ - температура газа сразу за фронтом УВ, μ - молекулярный вес, m_p - масса протона, k_B - постоянная Больцмана, $\Lambda(T)$ - функция охлаждения газа.

Задается плотность фоновой среды, по которой проходит ударная волна: $n_0 = 0.3, 1, 3 \text{ см}^{-3}$ и скорость ударной волны $v_s = 10^3 \text{ км/с}$, что соответствует начальной температуре газа $T_0 = 2.2 \cdot 10^7 \text{ К}$. Газ за фронтом считается полностью ионизованным и остается таковым до конца счета, поскольку время остывания газа короче характерного времени рекомбинации [17], счет заканчивается при температуре $5 \cdot 10^5 \text{ К}$. Функция охлаждения газа задается в виде таблицы со значениями температур от 10^5 К до 10^8 К . Данные взяты из [17]. Фрагмент зависимости функции охлаждения от температуры приведен на рис. 1, левая

панель. На рис.1 (центральная и правая панели) показаны зависимости изменения температуры и плотности от времени; время нормировано на характерное время охлаждения

$$\tau_{cool} \sim \frac{T}{\left| \frac{dT}{dt} \right|} = \left(\frac{8n_0 T_0 \Lambda(T)}{3k_B T^2} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где T - характерная температура, до которой остывает газ, равная половине начальной температуры.

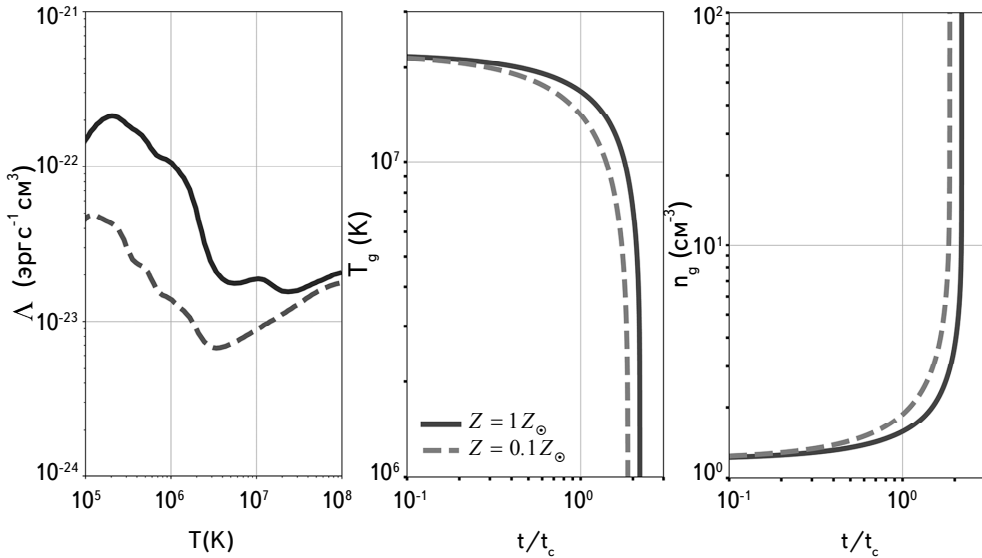


Рис.1. Левая панель - функция остывания газа $\Lambda(T)$ для значения металличности $1 Z_\odot$ в зависимости от температуры газа [17]. Приведено изменение температуры газа (центральная панель) и плотности (правая панель) со временем в процессе остывания газа, начальная плотность газа $n_0 = 0.3 \text{ cm}^{-3}$. Время остывания выражено в характерных временах остывания газа в два раза от начальной температуры $T_0 = 2.2 \cdot 10^7 \text{ K}$, а характерное время равно $t_c = 1.6$ млн. лет для $Z = Z_\odot$, и $t_c = 3.35$ млн. лет для $Z = 0.1 Z_\odot$. Сплошная линия - металличность газа $Z = Z_\odot$, а пунктирная - $0.1 Z_\odot$. Зависимость температур и плотности газа от металличности проявляется, как легко видеть, только в длительности остывания.

3. Модель тепловой эволюции пыли. Рассматривается объем газа, содержащий единичный по массе элемент пыли. Нагрев пыли в условиях высокой температуры и концентрации газа происходит в основном за счет ударов частиц газа о пылинку. Нагревом за счет поглощения УФ квантов, как отмечалось выше, можно пренебречь по сравнению со столкновительным механизмом передачи энергии, так как типичное значение энергии УФ квантов межзвездного поля излучения составляет $\sim 10 \text{ эВ}$, в то время как средняя кинетическая энергия электрона в газе с температурой 10^6 K около

130 эВ, большая часть которой может передаваться на нагрев пылинок (см. раздел 5). За счет этого температура пылинок в горячей плазме испытывает большие флуктуации, чем при нагреве УФ-квантами, сильно искажая эмиссионный спектр по сравнению с изотермическим распределением. Основной вклад в нагрев пылинок будет происходить за счет столкновения с электронами, из-за различия в массах частота столкновений электронов с пылинками выше, чем у ионов $v_e \approx 42.8 v_i$. Поэтому в построении ФРТ для пыли учитываются только столкновения с электронами, концентрация которых предполагается равной концентрации частиц газа.

В расчетах мы пренебрегаем влиянием заряда пылинки на сечение столкновения электрона с ней, полагая, что межзвездное поле излучения, а также излучение от ударной волны компенсирует приток отрицательного заряда электронов на пылинку [18,19]. В этом случае поток отрицательного заряда на пылинку за счет тепловых электронов компенсируется фотоионизацией пылинки оптическими и ультрафиолетовыми квантами. Действительно, если принять для плотности квантов межзвездного поля значение Хабинга-Дрейна $\approx 4 \cdot 10^{-14}$ эрг см⁻³ для квантов с длиной волны около $\lambda \sim 1000 \text{ \AA}$ [20], то в окрестности ОВ-ассоциаций, где наиболее часто происходят вспышки сверхновых, поток может превышать значение Хабинга-Дрейна на порядок на временах до ≥ 100 млн. лет [21]. Отсюда следует оценка скорости фотоэффекта на единичной поверхности пылинки $v_{ph} \sim (1-10) \cdot 10^8 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Некоторый вклад в фотоионизацию пылинок дает и эмиссия от ударной волны [18]. Заряд, который пылинки приобретают от столкновений с тепловыми электронами плазмы, определяется частотой налипания их на пылинку. Эта частота на единицу поверхности пылинки составляет $v_e = n_e v_{T,e} (\langle s_e \rangle - \langle \delta \rangle) g(-\phi)$, $\langle s_e \rangle$ - средняя вероятность налипания электрона на пылинку, $\langle \delta \rangle$ - средняя вероятность выбивания с поверхности пылинки вторичного электрона, $g(\phi) = e^\phi$, если $\phi < 0$, $g(\phi) = 1 + \phi$ в противном случае, $\phi = Ze^2/kT$, Z - заряд пылинки [22], численное значение частоты налипания электронов на пылинку $v_e < n_e v_{T,e} \sim 4 \cdot 10^8 n_e T_6^{1/2} e^{Ze^2/kTa} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ ($T_6 = 10^{-6} T$), для отрицательно заряженной пылинки $Z < 0$. Легко видеть, что при $n_e < (0.25 - 2.5) \text{ см}^{-3}$ пылинка заряжена положительно, при больших значениях заряд ее отрицателен. Однако для интересующих нас концентраций газа частота фотоэффектов и частота налипания электронов остаются сравнимыми, поэтому заряд пылинки остается существенно меньше равновесного столкновительного значения, определяемого тепловыми электронами $|Z| \sim 2kTa/e^2$, при котором влияние кулоновских сил оказывается заметным (см. более подробное обсуждение в [19]).

Функция распределения по скоростям электронов принимается максвелловской, вклад нетепловых электронов за фронтом ударной волны с энергией $> 10 \text{ кэВ}$, согласно [23], мал и не учитывается в этой работе. Доля энергии,

передаваемая пылинке при соударении, определяется выражением [15]:

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

где $E_* = 1.4 \cdot 10^{-8} (a/10^{-4})^{2/3} (\rho_d)^{2/3}$, a - радиус пылинки, ρ_d - плотность сорта пыли, E - энергия падающего электрона.

Пылинка после поглощения кинетической энергии электрона остывает за счет излучения в ИК области. Уравнение, описывающее изменение ее температуры, имеет следующий вид:

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{4\pi a^2 \sigma_{SB} (\langle Q_{abs} \rangle_r T_r^4 - \langle Q_{abs} \rangle_d T_d^4)}{C(T_d)}, \quad (4)$$

где T_r - температура фотонов реликтового излучения, равная 2.7 К, которые не дают пылинкам остывать ниже этого значения, σ_{SB} - постоянная Стефана-Больцмана, T_d - текущая температура пыли, $C(T_d)$ - теплоемкость пыли, взятая из работ [15,24], а $\langle Q_{abs} \rangle_r$ и $\langle Q_{abs} \rangle_d$ - коэффициенты поглощения реликтовых фотонов и излучения ИК-квантов, соответственно, усредненных по планковскому спектру: $\langle Q_{abs} \rangle \propto a T^2$, что соответствует частотной зависимости $Q_{abs} \propto \nu^{-\beta}$; в настоящей работе принято для простоты $\beta = 2$, точные выражения для коэффициентов поглощения графитовых и силикатных пылинок приведены в [20].

Время остывания пылинки от начальной температуры вслед за поглощением энергии электрона до заданной температуры определяется выражением

$$\tau_c = \int_{T_i}^{T_{d,\Delta E}} \frac{dT'_d}{|dT'_d/dt|}, \quad (5)$$

где $T_{d,\Delta E}$ - температура после поглощения энергии ΔE , и определяемая выражением:

$$\Delta E = \int_{T_d}^{T_{d,\Delta E}} C(T_d) dT. \quad (6)$$

4. Статистическая модель расчета ФРТ. В работе [15] описывается модель построения ФРТ для пылинок с использованием итерационного метода, основанного на свертке функции остывания пыли и распределения по энергиям сталкивающихся электронов. Если время остывания пылинки много меньше, чем среднее время между соударениями, то можно ограничиваться одним этапом итераций для построения ФРТ. Однако при рассмотрении крупных пылинок в достаточно плотной и горячей среде, где среднее время между соударениями сравнимо с временем остывания пылинки,

необходим учет множественных ударов, что требует нескольких итераций. Увеличение количества итераций сильно замедляет время расчетов, поэтому для построения ФРТ в средах с высокой плотностью необходимо использовать другой, более экономичный метод, а именно - статистический.

Метод реализован в виде прямого моделирования столкновений электронов с пылинкой. Основным параметром, который определяет точность метода, является количество соударений пылинки с электронами. Предположим, что мы описываем N_e случаев столкновений электронов с пылинкой. Полное время, которое требуется пылинке, чтобы испытать N_e столкновений определяется выражением: $\tau_f = N_e \tau_{coll}$, где $\tau_{coll}^{-1} = v_{coll}$ определено выше. Времена событий соударения выбираются случайным образом на интервале от 0 до τ_f .

Каждому событию соударения присваивается значение энергии падающего электрона в соответствии с распределением Максвелла, что определяет начальную температуру пылинки после соударения с электроном. Для каждого случая рассчитывается функция изменения температуры пылинки $T_d(t)$, согласно уравнению (4). Чтобы учесть вероятность нахождения пылинки с температурой T_d в данный момент времени, мы определяем для каждого значения температуры статистический вес: $\eta_i(T_d) = \delta t_i(T_d) / \tau_f$, где $\delta t_i(T_d)$ - время, проведенное пылинкой при температуре T_d . Суммированием по всем случаям соударений в итоге получаем значение ФРТ для данной температуры пылинки:

$$G(a, T_d) = \sum_i^{N_e} \eta_i(T_d). \quad (7)$$

Схематично зависимость температуры пылинки от времени представлена на рис.2, где показано изменение $T_d(t)$ под воздействием соударений с электронами. Жирной полосой выделен некоторый интервал, для которого

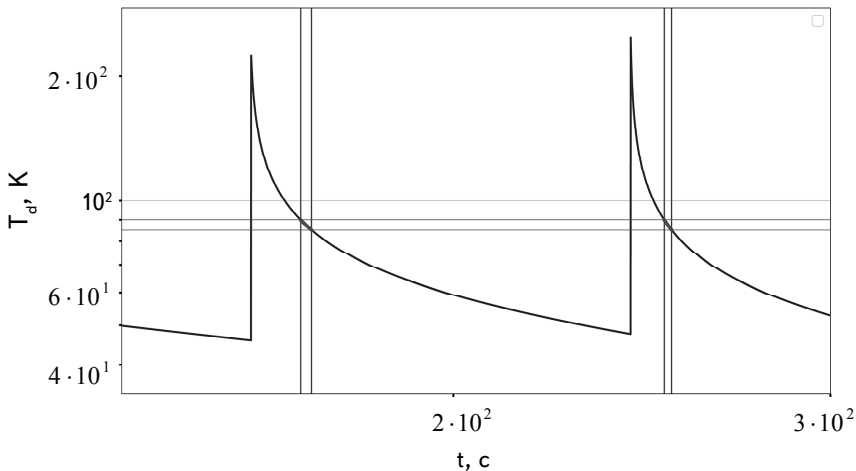


Рис.2. Фрагмент зависимости температуры пылинки от времени.

происходит считывание весового коэффициента по всем случаям столкновений. Таким образом, мы перебираем все значения в температурном диапазоне для всех событий столкновений пылинки с электронами.

5. Результаты. Для наглядности эволюции ФРТ пыли в остывающем газе мы определяем характерную температуру пыли и показываем ее изменение. При этом отличия в усредненных температурах пыли в случаях солнечной металличности и $0.1Z_{\odot}$ незначительны, поэтому далее рассматриваются только результаты для $Z = Z_{\odot}$.

5.1. Усредненная по ФРТ пыли температура. После выполнения расчетов мы получаем ФРТ для разных размеров пылинок на сетке параметров остывающего газа для трех значений начальной фоновой плотности газа. Чтобы качественно охарактеризовать эволюцию ФРТ мы оцениваем значение температуры, усредненной по функции распределения:

$$\langle T_d(a) \rangle_G = \frac{\int G(a, T'_d) T'_d dT'_d}{\int G(a, T'_d) dT'_d}. \quad (8)$$

Ниже на рис.3 показаны зависимости такой характерной температуры графитовых пылинок от изменяющихся параметров газа. Из графиков видно, что, значения температуры пыли $\langle T_d(a) \rangle_G$ растут в процессе остывания газа

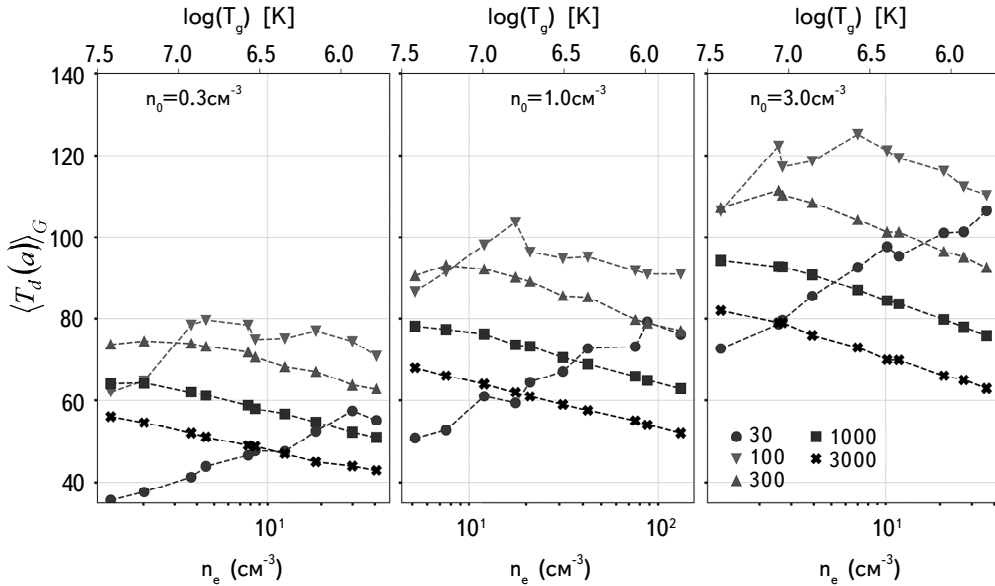


Рис.3. Зависимость средней температуры $\langle T_d(a) \rangle_G$, определенной по ФРТ, в остывающем газе для разных размеров пылинок от концентрации и температуры газа. Даны зависимости для трех разных начальных значений концентрации газа: $n_0 = [0.3, 1.0, 3.0] \text{ cm}^{-3}$. Зависимости построены для графитовой пыли.

только для пылинок малых размеров ($a = 30 \text{ \AA}$). Чем больше размер пылинки, тем при меньших плотностях и больших температурах прекращается рост усредненной по ФРТ температуры ($a = 100 \text{ \AA}$), или даже начинается ее уменьшение вместе с охлаждением плазмы. Это легко объясняется тем, что крупные пылинки испытывают большее за единицу времени количество столкновений с электронами, поэтому температурные флуктуации для них менее существенны и их температура следует за температурой плазмы. Так, для крупных пылинок ($a = 300, 1000, 3000 \text{ \AA}$) значение характерной температуры падает сразу с началом остывания газа.

Существенным при этом, особенно для мелких пылинок, является и немонотонная зависимость эффективности нагрева пылинок, а именно, величина передаваемой электроном энергии пылинке. Это проявляется в немонотонной зависимости средней по функции распределения температуры пыли $\langle T_d(a) \rangle_G$ от температуры газа, видимой на графиках рис.3 для мелкой пыли. В частности, как видно из рисунка, максимум эффективности передачи энергии пылинке радиусом $100 \text{ \AA}$ в остывающем газе с начальной плотностью $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$ достигается при параметрах плазмы: $T_g = 3.4 \cdot 10^6 \text{ К}$, $n_e = 7.7 \text{ см}^{-3}$ и времени после начала остывания $t = 3.5 \cdot 10^6 \text{ млн. лет}$; с начальной плотностью $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ параметры плазмы: $T_g = 5 \cdot 10^6 \text{ К}$, $n_e = 17.5 \text{ см}^{-3}$, $t = 10^6 \text{ млн. лет}$; и с начальной плотностью $n_0 = 3 \text{ см}^{-3}$ температура $\langle T_d(a) \rangle_G$ для пылинки размером $100 \text{ \AA}$ начинает убывать при параметрах газа: $T_g = 3.8 \cdot 10^6 \text{ К}$, $n_e = 70 \text{ см}^{-3}$, $t = 3.7 \cdot 10^5$

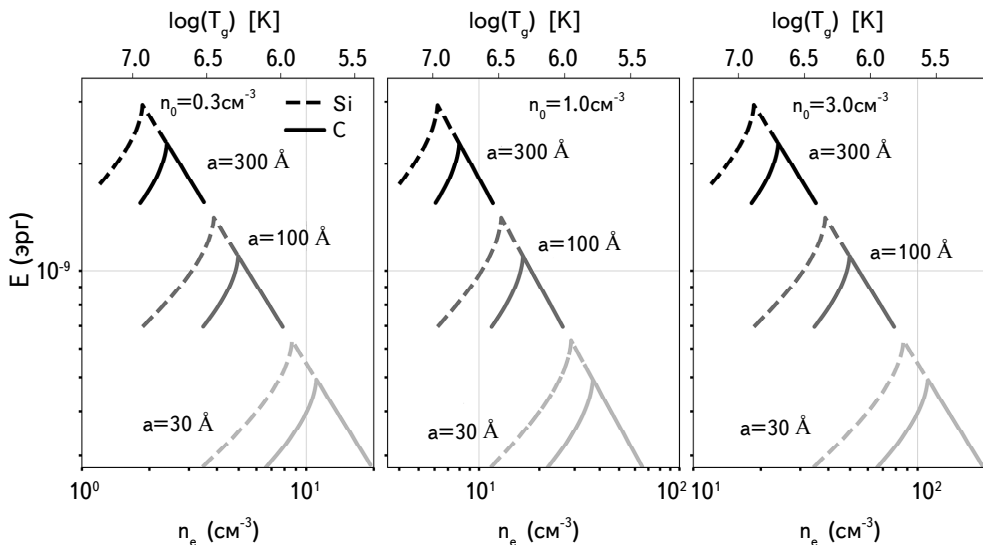


Рис.4. Фрагменты зависимости энергии, передаваемой пылинке при столкновении с электроном, обладающим энергией $E_k = 3kT_g/2$, где T_g - температура газа, от концентрации электронов остывающего газа. Зависимости даны для разных начальных плотностей газа и размеров пылинок.

млн. лет.

В качестве иллюстрации этого эффекта на рис.4 показаны зависимости энергии, поглощенной пылинкой после столкновения с электроном, от изменения параметров газа в процессе остывания. Энергия электрона, падающего на пылинку, задается как средняя тепловая энергия газа: $E_k = 3kT/2$, где k - постоянная Больцмана, T - температура газа. Эффективность передачи энергии определяется выражением (4). Таким образом, мы видим, что изломы в графиках, как на рис.3, так и на рис.4 происходят при близких значениях плотности. А различия можно объяснить тем, что при построении усредненных по ФРТ температур энергия электронов не фиксирована, а задана максвелловским распределением. В результате этого излом в функции эффективности передачи энергии начинает проявляться на зависимости усредненной температуры от параметров газа чуть позже по времени в процессе остывания. Излом зависимости $\langle T_d(a) \rangle_G$ объясняется тем, что растет эффективность передачи кинетической энергии $\eta(E)$ от падающих на пылинку электронов (как показано на рис.4), затем передача энергии при столкновении с элект-

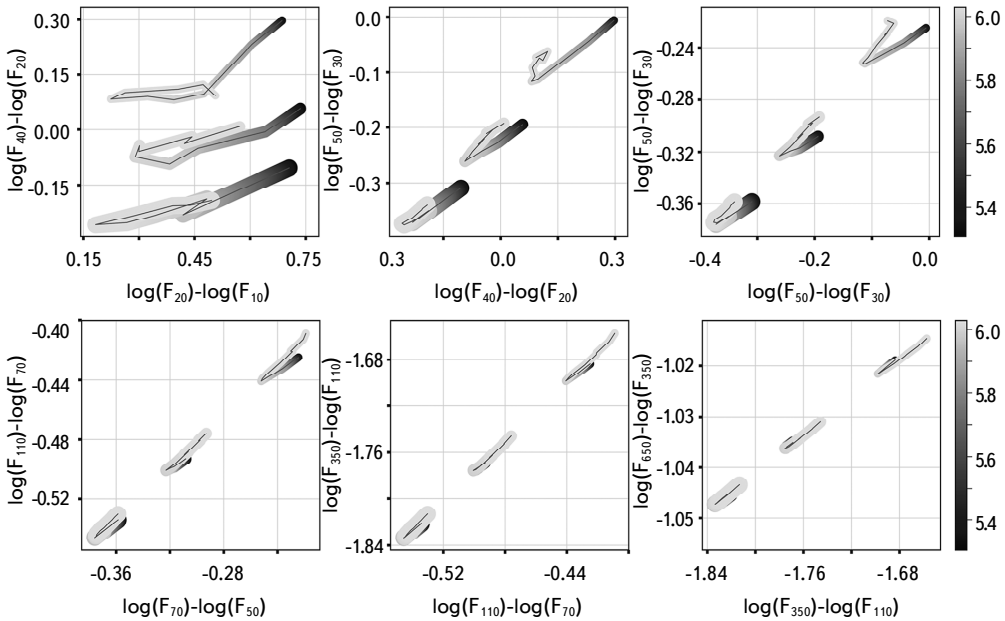


Рис.5. Диаграмма "цвет-цвет" эмиссии пыли за фронтом ударной волны в процессе остывания газа. Оттенком серого показано значение логарифма времени в годах, как указано на цветовой шкале справа. Разным размером отмечены диаграммы "цвет-цвет" для разных значений начальной плотности: от самых маленьких маркеров до самых крупных меняется значение $n_0 = [0.3, 1.0, 3.0] \text{ см}^{-3}$, соответственно. Изменение температуры и плотности плазмы вдоль эволюционных треков диаграммы "цвет-цвет" происходит с тепловой историей, показанной на рис.1 для моментов времени, указанных на цветовых линейках, которые нормированы на начальную плотность газа, показанных справа.

ронами достигает максимума и начинает падать с уменьшением температуры, что вызывает смещение ФРТ пыли в низкотемпературную часть.

5.2. Эволюция спектра эмиссии пыли. Эволюция ФРТ пылинок в процессе остывания газа имеет наблюдательные проявления, легко различимые на двухцветных диаграммах. В качестве иллюстрации мы строим диаграмму "цвет-цвет" эмиссии пыли, находящейся за фронтом ударной волны. Такие диаграммы являются хорошим и наглядным способом диагностики изменения эмиссионного спектра (см., например [25,26]).

Ниже на рис.5 показана диаграмма "цвет-цвет" для пыли в остывающем газе. Легко видеть, что на начальном этапе (до момента времени $(4-5) \cdot 10^5$ лет) в процессе остывания плазмы диаграммы "цвет-цвет" описывают эволюционные треки, однозначно соответствующие тепловому состоянию окружающей остывающей плазмы, и в этом смысле дают возможность ее наблюдательной диагностики. Почти во всех диапазонах изменение эволюционной последовательности "цвет-цвет" происходит с характерным изломом диаграммы, после которого направление эволюционной последовательности меняется на обратное. Таким образом, в процессе остывания газа спектр смещается сначала в длинноволновую часть, а после достижения некоторой критической температуры газа, в коротковолновую.

Точки поворота эволюционной диаграммы можно видеть на рис.6, где демонстрируется изменение полной светимости пыли в процессе остывания

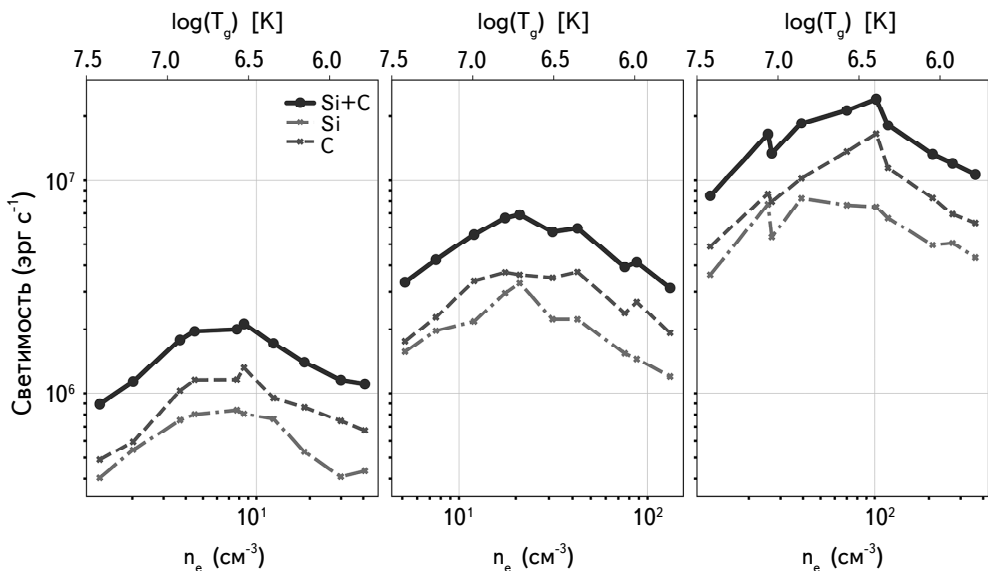


Рис.6. Изменение тепловой светимости пыли в процессе остывания газа за фронтом ударной волны. Левая панель соответствует начальной фоновой плотности газа $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$, средняя - $n_0 = 1.0 \text{ см}^{-3}$, правая - $n_0 = 3.0 \text{ см}^{-3}$. Значения светимости приведены для единичной массы пыли. Тонкая штрихпунктирная линия - силикатная пыль, пунктирная линия - графитовая пыль, а толстая сплошная линия - суммарная светимость всех сортов пыли.

газа. Точки излома эволюционной диаграммы "цвет-цвет" примерно совпадают с моментом остывания газа, при котором начинает уменьшаться светимость пыли. Природа изломов на рис.5 и на рис.6 одна и та же и объясняется уменьшением температуры газа ниже некоторого критического значения. Это описывалось выше и демонстрируется на рис.4.

Использование диаграмм "цвет-цвет" дает возможность диагностики теплового состояния окружающей плазмы. На рис.7 (левая панель) показан типичный спектр эмиссии пыли, находящейся в остывающем газе. Легко видеть, что в остывающем газе спектр пыли отличается от эмиссии пыли в стационарной плазме, где наблюдается характерная двухпиковая форма, которая не может быть аппроксимирована однотемпературным распределением пыли (см. [16]). Для примера мы сравниваем спектр, полученный с учетом температурных флуктуаций, с квазипланковским спектром облака пыли, попадающего на луч зрения, состоящей из пылинок с средневзвешенным радиусом $\langle a \rangle = 0.1$ мкм, определяемым согласно [27]. Пыль состоит из двух

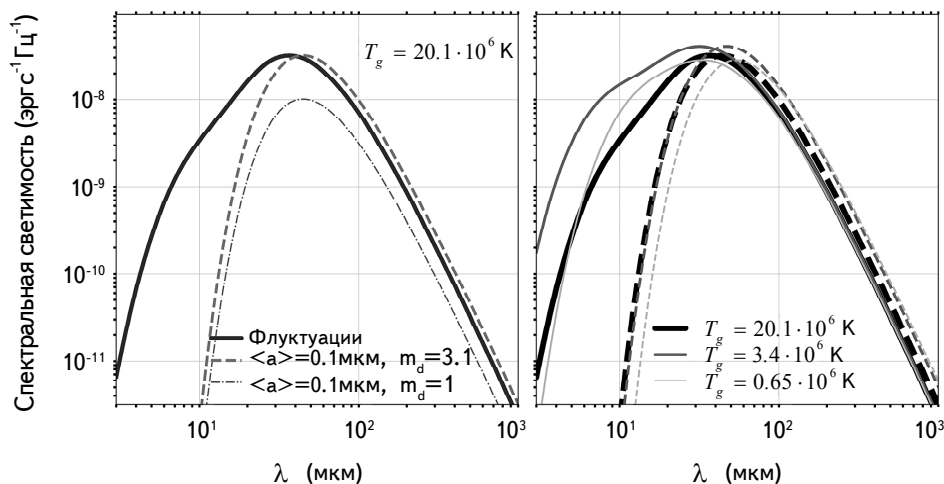


Рис.7. На левой панели показан спектр излучения пыли за фронтом ударной волны. Параметры окружающего газа: $n_e = 1.3 \text{ см}^{-3}$; $T_g = 2 \cdot 10^7 \text{ К}$. Сплошной линией показан спектр эмиссии модельной пыли, толстой пунктирной линией и тонкой штрихпунктирной - спектры излучения средневзвешенной пыли радиусом 0.1 мкм с различными массовыми коэффициентами. Значение температуры графитовых пылинок $T_C = 61 \text{ К}$, а силикатных - $T_{Si} = 59 \text{ К}$. На правой панели представлена эволюция спектра излучения пыли за фронтом ударной волны в процессе остывания газа. Толстой сплошной линией показан спектр эмиссии пыли при температуре $T_g = 2 \cdot 10^7 \text{ К}$, пунктирной - спектр эмиссии средневзвешенной пыли радиуса 0.1 мкм с равновесной температурой, указанной выше, массовый коэффициент $m_d = 3.1$; сплошной линией и пунктирной средней толщины - при температуре газа $T_g = 3.4 \cdot 10^6 \text{ К}$ и температуре средневзвешенной пыли: $T_C = 58 \text{ К}$, $T_{Si} = 54$, массовый коэффициент $m_d = 5.2$; тонкой сплошной и пунктирной линиями - при температуры газа $T_g = 0.65 \cdot 10^6 \text{ К}$ и температуре средневзвешенной пыли: $T_C = 51 \text{ К}$, $T_{Si} = 47$, массовый коэффициент $m_d = 7.1$. Показатель поглощения пыли на всех панелях $\beta = 2$.

сортов: силикатной и графитовой с плотностями: 3.2 г см^{-3} и 2.2 г см^{-3} , соответственно. Показатель поглощения пыли $\beta = 2$. Так же, как и в случае с флуктуирующей пылью, мы предполагаем, что масса излучающей пыли единична¹. Температура пыли T_{eq} (далее такую температуру мы называем "равновесной") считается из условия теплового равновесия потока энергии от столкновения с электронами и тепловой эмиссией пылинок: $H_{coll}(\langle a \rangle, T_g, n_e) = L_{IR}(\langle a \rangle, T_{eq})$, где H_{coll} - вычисляется с помощью выражения представленного в работе [23], а T_g - температура газа. Для того чтобы спектр средневзвешенной пыли максимально точно описывал эмиссию флуктуирующей пыли, мы умножаем значение спектральной светимости средневзвешенной пыли на массовый коэффициент m_d так, чтобы значения максимумов двух спектров совпали. Легко видеть, что на рис.7 мы пренебрегли вкладом спектральных особенностей в области от 10 до 20 мкм, связанных с полициклическими ароматическими углеводородами (ПАУ). ПАУ эффективно разрушаются в плазме с температурой больше 10^6 К и плотностью порядка 1 см^{-3} , и время их жизни не превышает 10^3 лет [28], что существенно меньше характерного времени остывания газа $t_c \sim 10^6$ лет.

Эволюцию эмиссионного спектра в остывающем газе можно видеть на рис.7 (правая панель). Хорошо видно, что с уменьшением температуры газа продолжает расти излучение в коротковолновой области спектра, так как увеличивается температура мелких пылинок ($30 \text{ \AA}$, $100 \text{ \AA}$). При остывании газа до минимального значения $T_g = 0.65 \cdot 10^6 \text{ К}$ пылинки радиуса $100 \text{ \AA}$ уже прогреваются не так эффективно и дают меньший вклад в коротковолновой части спектра.

На рис.8 строятся эволюционные диаграммы "цвет-цвет" для спектра пыли в остывающем газе и средневзвешенной пыли с равновесной температурой. Значения длин волн, для которых строится диаграмма, такие же, как и на рис.5. Диаграмма строится для значения начальной плотности $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$. Из этого рисунка можно видеть, что на коротких длинах волн возникает максимальное отличие между спектром средневзвешенной пыли и спектром пылинок с температурными флуктуациями. Это связано с тем, что мелкие пылинки, испытывающие температурные флуктуации в широких пределах, могут нагреваться до температур более 200 К , давая сильный вклад в коротковолновую часть спектра.

Эволюционные диаграммы спектра пыли с равновесной температурой также испытывают излом, после чего вырождаются, т.е. совпадают с кривыми до излома. Легко видеть, что эволюционные кривые, соответствующие стохастическому тепловому режиму пылинок, в целом лежат заметно отлично

¹ В Приложении А описан способ подсчета количества пылинок в единичной массе пыли.

от кривых для равновесной температуры пыли. Это обстоятельство может служить для диагностики плазмы. В целом, анализ наблюдательных значений на диаграммах "цвет-цвет" и их сравнение с модельными диаграммами может быть использован в качестве инструмента диагностики.

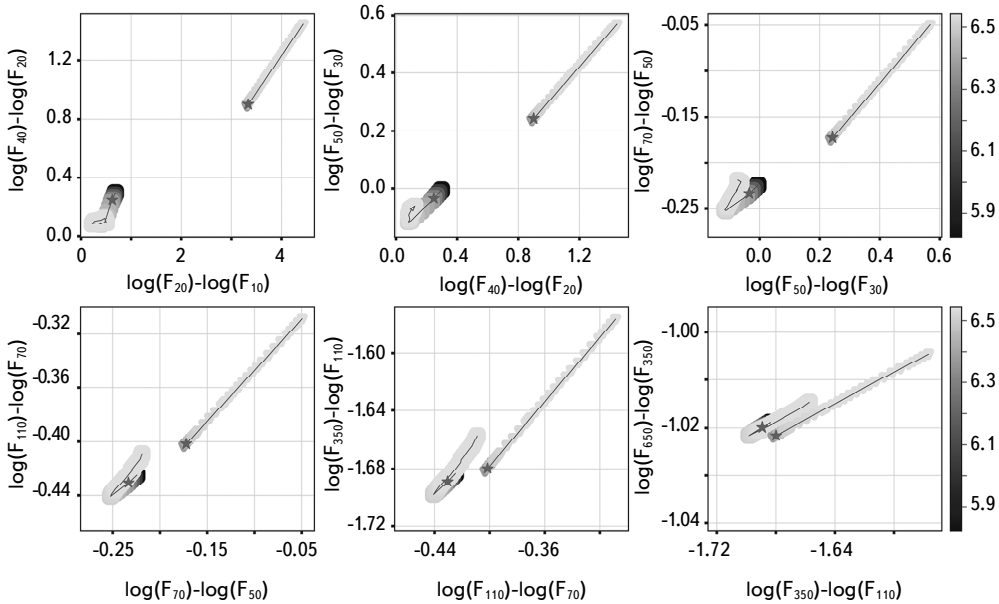


Рис.8. Эволюционная диаграмма "цвет-цвет" для модельного спектра пыли, полученного с учетом температурных флуктуаций (маркеры большего размера) и спектра средневзвешенной пыли с показателем поглощения $\beta = 2$ (маркеры меньшего размера). Изменение температуры и плотности плазмы вдоль эволюционных треков диаграммы "цвет-цвет" происходит с тепловой историей, показанной на рис.1, для моментов времени, указанных на цветовых линейках. Время задано в значениях логарифма количества лет с момента начала остывания. Звездой отмечен момент времени 2 млн. лет. Начальная плотность остывающего газа $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$.

6. Выводы. В настоящей работе мы рассматривали эффекты стохастического нагрева пыли в остывающей изначально горячей плазме. Показано, что:

1) Тепловые свойства пыли за фронтами ударных волн существенно неравновесны - пылинки разных размеров демонстрируют принципиально разную тепловую эволюцию. Это обстоятельство проявляется в особенностях спектра их суммарной эмиссии. По мере остывания газа пылинки с радиусом $30 \text{ \AA}$ продолжают нагреваться, так как растет эффективность передачи энергии при столкновениях с электронами. Пылинки радиусом $100 \text{ \AA}$ вначале продолжают нагреваться, но после достижения максимума эффективности передачи энергии начинают остывать вместе с газом. Более крупная пыль ($a \geq 300 \text{ \AA}$) начинает остывать сразу вместе с газом, что слабо сказывается на суммарном

спектре, который определяется преимущественно мелкими пылинками.

2) Эмиссионные спектры пыли, окруженной горячей остывающей плазмой, принципиально отличаются от квазипланковских спектров пыли с равновесной температурой. Эти отличия связаны с тем, что для мелких пылинок существенны эффекты температурных флуктуаций, которые усиливают их эмиссию в коротковолновой части спектра. Зависимость стохастического нагрева пылинок от теплового состояния плазмы позволяет использовать особенности спектра пылинок с флуктуирующей температурой для диагностики окружающей их плазмы. В качестве "инструмента" такой диагностики могут служить диаграммы "цвет-цвет" на временах $t < (4-5) \cdot 10^5$ лет в коротковолновой (виновской) области эмиссионного спектра пыли.

Автор благодарен Е.О.Васильеву, Д.З.Вибе, М.С.Кирсановой за обсуждение результатов, и отдельно Ю.А.Щекинову за многочисленные дискуссии и критические замечания.

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

ПРИЛОЖЕНИЕ А

ЧИСЛО ПЫЛИНОК

Для нахождения числа пылинок необходимо знать нормировочный коэффициент C непрерывного спектра размеров пылинок: $n(a) = Ca^{-3.5}$. Найти его можно с помощью выражения

$$\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} m_d(a) n(a) da = M_d, \quad (A1)$$

где $a_{\min}$ - минимальный размер пыли, $a_{\max}$ - максимальный размер пыли, $m_d(a)$ - масса отдельной пылинки, M_d - полная масса сорта пыли. Однако в этой работе используется дискретный спектр размеров пылинок: 30 Å, 100 Å, 300 Å, 1000 Å, 3000 Å, которые распределены согласно степенному закону $n(a) = Ca^{-3.5}$. Считая массу графитовой и силикатной пыли одинаковой, а их

Таблица 1

ЧИСЛО ПЫЛИНОК РАЗНЫХ РАЗМЕРОВ В ЕДИНИЧНОЙ МАССЕ ПЫЛИ

a (мкм)	$3 \cdot 10^{-3}$	0.01	0.03	0.1	0.3
N_{gr}	$9.4 \cdot 10^{17}$	$1.4 \cdot 10^{16}$	$2.9 \cdot 10^{14}$	$4.4 \cdot 10^{12}$	$9.4 \cdot 10^{10}$
N_{sil}	$6.4 \cdot 10^{17}$	$9.5 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{12}$	$6.4 \cdot 10^{10}$

полную массу нормированной на 1 г, находим коэффициент C из выражения:

$$\sum_i C a_i^{-3.5} 4/3 \pi a_i^3 \rho_d = 0.5 \text{ г}, \quad (\text{A2})$$

где суммирование происходит по всем размерам пылинок из используемого нами дискретного спектра, a_i - радиус пылинки. Зная нормировочный коэффициент C , мы определяем число пылинок соответствующее разным размерам (см. табл.1). Коэффициент $C = 9.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{3.5}$ для силикатных пылинок и $C = 1.4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{3.5}$ для графитовых.

EMISSION SPECTRUM OF DUST IN A COOLING GAS

S.A.DROZDOV

Emission spectrum of dust experiencing considerable temperature fluctuations behind strong shocks ($>100 \text{ km/s}$) is modeled. The modeling includes calculation of the distribution function of the dust temperature particle that emerges under the action of a stochastic heating by electrons of ambient plasma, as well as characteristics of the resulting spectral distribution of dust emission. As the surrounding plasma cools, the emission spectrum changes, becoming noticeably distinct from a "quasi-Planck" spectrum of an isothermal dust (or a superposition of such spectra). Details of these changes can be used to diagnose the thermal state of the plasma. A brief discussion of the objects where such effects can be significant are discussed.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Ostriker, C.McKee*, Reviews of Modern Physics, **60**, 1, 1988.
2. *B.Draine, C.McKee*, Annual Rev. Astron. Astrophys., **31**, 373, 1993.
3. *Т.Лозинская*, Взрывы звезд и звездный ветер в галактиках, УРСС: Издательство КРАСАНД, Москва, 2012.
4. *Y.Shchekinov*, Galaxies, **6**, 62, 2018.
5. *P.Sharma, A.Roy, B.Nath et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **443**, 3463, 2014.

6. *E.Vasiliev, B.Nath, Y.Shchekinov*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **446**, 1703, 2015.
7. *K.Sarkar, B.Nath, P.Sharma*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **453**, 3827, 2015.
8. *C.-G.Kim, E.Ostriker*, Astrophys. J., **853**, 21, 2018.
9. *D.Fielding, E.Quataert, D.Martizzi*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **481**, 3325, 2018.
10. *E.Vasiliev, Y.Shchekinov, B.Nath*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **486**, 3685, 2019.
11. *E.Dwek, M.Werner*, Astrophys. J., **248**, 138, 1981.
12. *J.Burke, J.Silk*, Astrophys. J., **190**, 1, 1974.
13. *T.Douvion, P.Lagage, C.Cesarsky et al.*, Astron. Astrophys., **373**, 281, 2001.
14. *M.Bocchio, A.Jones, L.Verstraete et al.*, Astron. Astrophys., **556**, 11, 2013.
15. *E.Dwek*, Astrophys. J., **302**, 363, 1986.
16. *S.Drozдов, Yu.Shchekinov*, Astrophysics, **62**, 540, 2019.
17. *E.Vasiliev*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **431**, 638, 2013.
18. *J.Shull*, Astrophys. J., **234**, 761, 1979.
19. *C.McKee, D.Hollenbach*, Astrophys. J., **318**, 674, 1987.
20. *B.Draine*, Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium, Princeton University Press: Princeton & Oxford, 2011.
21. *A.Parravano, D.Hollenbach, C.McKee*, Astrophys. J., **584**, 797, 2003.
22. *B.Draine, E.Salpeter*, Astrophys. J., **231**, 77, 1979.
23. *E.Dwek*, Astrophys. J., **322**, 812, 1987.
24. *B.Draine, N.Anderson*, Astrophys. J., **292**, 494, 1985.
25. *Y.Fangting, V.Buat et al.*, Astron. Astrophys., **582**, A90, 2015.
26. *L.Cortese, J.Fritz, S.Bianchi et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **440**, 942, 2014.
27. *R.Hildebrand, Q.Roy*, Astron. Soc., **24**, 267, 1983.
28. *E.Micelotta, A.Jones, A.Tielens et al.*, Astron. Astrophys., **510**, 37, 2010.