

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

РАСШИРЕНИЕ И СМЕЩЕНИЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ПЕРЕНОСЕ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

С. А. КАПЛАН, Р. Д. ЛОМАДЗЕ

Поступила 5 сентября 1976

Нелинейное комптоновское рассеяние на тепловых электронах и распад электромагнитных волн на электромагнитные и плазменные ленгмюровские волны могут вызвать существенные изменения в профиле эмиссионных спектральных линий. Эти искажения описываются нелинейным уравнением, данным в нашей работе [1]. Совершенно его преобразование в систему двух уравнений для центральной частоты и ширины линии. Найдено приближенное решение этой системы, соответствующее случаю высокого уровня плазменной турбулентности.

Свойства изменений спектральной линии, сравнимые с наблюдениями, суммированы в конце статьи. Неправильные детали в спектрах таких объектов как сверхновые или VL Lac могут быть связаны с обсуждаемым явлением.

В работах [1, 2] были получены уравнения, описывающие эволюцию спектра электромагнитного излучения в плазме при учете как комптоновского рассеяния на тепловых электронах, так и распадного процесса с участием ленгмюровских волн. Подобно известному уравнению Компаньейца, они отвечают изотропному распределению излучения по направлениям волновых векторов. Хотя это и ограничивает применимость уравнений к решению проблем астрофизики, с их помощью можно изучить физические особенности поведения электромагнитного излучения в своеобразных условиях космических источников. В частности, в настоящей статье исследуются изменения, происходящие со спектральной линией, обладающей доплеровским контуром, в плазменной турбулентной среде.

1. *Основное уравнение и начальные условия.* Если частота излучения удовлетворяет неравенству

$$\omega > \frac{ck_d}{2}, \quad (1)$$

где $k_d \simeq \frac{\omega_{pe}}{3v_{te}}$ — максимальное волновое число ленгмюровских пульсаций (ω_{pe} — электронная частота плазмы, v_{te} — тепловая скорость электронов), то уравнение для спектральной плотности энергии излучения W_ω имеет вид:

$$\frac{\partial W_\omega}{\partial \tau} = \frac{\pi^2 c}{m_e} \omega \frac{\partial}{\partial \omega} \left\{ \left(\frac{W_\omega}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{\pi^2 c^3} \left[T_e \omega^4 + \frac{3}{2} \left(\frac{ck_d}{2} \right)^4 T_{eff} \left| \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{W_\omega}{\omega^3} \right) \right| \right] \right\}. \quad (2)$$

Величина τ представляет собой оптический путь фотонов по томсоновскому рассеянию, T_{eff} — эффективная температура плазменных волн, определенная так, что их полная энергия в единице объема равна $W^l = k_d^3 T_{eff} / 6\pi^2$. Первые два слагаемых в правой части (2) описывают нелинейное комптоновское рассеяние на электронах с температурой T_e , а последнее — диффузионный процесс изменения частоты квантов в распадном взаимодействии с ленгмюровскими волнами. Аналогичное, но приближенное выражение для этого члена было получено ранее в работе [3], где также рассматривались распады, связанные с другими модами волн в плазме.

Будем считать заданным значение T_{eff} . Допустим, что в начальный момент времени спектральная плотность энергии излучения имеет доплеровский профиль, соответствующий максвелловскому распределению атомов по скоростям:

$$W_\omega(\tau = 0) = \frac{\omega_0 b T_e \omega}{\pi^2 c^3} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\sigma_0} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Здесь ω_0 — частота центра линии, а $\sigma_0 = \omega_0 v_{та} / c$ — дисперсия по частотам ($v_{та}$ — средняя тепловая скорость атомов). Множитель b характеризует отклонение W_ω в центре линии от той величины, которая отвечает термодинамическому равновесию. Плазменная турбулентность развивается, как правило, в разреженной среде, где плотность равновесного излучения мала. Поэтому в астрофизических объектах с плазменной турбулентностью $b \gg 1$. Этот параметр может быть определен из условия стационарности для населенностей уровней, дающих рассматриваемую линию. Мы предполагаем его заданным.

Комптоновское рассеяние расширяет эмиссионную спектральную линию. Распадный же эффект приводит либо к появлению ее спутников (когда начальная ширина линии σ_0 меньше частоты ленгмюровских волн ω_{pe}), либо к расширению (см. [3]). Последнее происходит при обратном неравенстве $\sigma_0 > \omega_{pe}$. Нас интересует именно этот случай, в котором, как нетрудно видеть, условие (1) выполняется (для частот $\omega < ck_d/2$ уравнение переноса излучения имеет отличный от (2) вид [1, 2]).

2. Уравнения для смещения и расширения линий. В процессе рассеяния и распада форма спектральной линии искажается. Но мы допустим, что эти изменения сводятся к сдвигу центральной частоты линии и к изменению ее ширины. Иными словами, это означает, что решение уравнения (2) ищется в виде

$$W_{\omega}(\tau) = \frac{\omega_0^2 b T_e \omega}{\pi^2 c^3 \tau} \exp \left\{ - \left| \frac{\omega - \bar{\omega}(\tau)}{\sigma(\tau)} \right|^2 \right\}, \quad (4)$$

где $\bar{\omega}(\tau)$ и $\sigma(\tau)$ — искомые средняя частота линии и ее ширина. Такая запись спектральной плотности энергии излучения удовлетворяет условию сохранения в обоих рассматриваемых эффектах числа фотонов:

$$N = \int_0^{\infty} \frac{d\omega W_{\omega}}{h\omega} = \frac{\omega_0^2 b T_e}{\pi \sqrt{\pi} c^3 h} = \text{const}(\tau),$$

(здесь использовано предположение $\sigma \ll \bar{\omega}$).

Удобным параметром, характеризующим излучение в спектральной линии, является спектрофотометрическая, или яркостная, температура в центре линии $T_b(\tau)$, которую также можно выразить через функции $\bar{\omega}$ и σ —

$$T_b(\tau) = \frac{\omega_0^2 b}{\bar{\omega}(\tau) \sigma(\tau)} T_e. \quad (5)$$

Для того, чтобы получить уравнения для $\bar{\omega}$ и σ , воспользуемся методом моментов. Подставляем (4) в (2), умножаем на ω и интегрируем по частоте от 0 до ∞ , считая $\sigma \ll \bar{\omega}$. Затем повторяем эту процедуру с умножением на ω^2 . В результате, пренебрегая малыми слагаемыми, имеем следующие два уравнения:

$$\frac{d\bar{\omega}(\tau)}{d\tau} = \frac{T_e}{m_e c^2} \left[- \frac{b\omega_0\sigma_0}{\sqrt{2}\tau(\tau)} + 4\bar{\omega}(\tau) \right], \quad (6)$$

$$\frac{d[\sigma(\tau)]^2}{d\tau} = 4 \frac{T_e}{m_e c^2} [\bar{\omega}(\tau)]^2 + 6 \left(\frac{ck_d}{2} \right)^4 \frac{T_e \pi}{m_e c^2} \frac{1}{[\bar{\omega}(\tau)]^2}. \quad (7)$$

Отсюда сразу видно, что ширина линий всегда растет, а центральная частота может и уменьшаться, и увеличиваться.

Система (6)—(7) сводится к одному уравнению путем исключения τ . При этом перейдем к новым переменным $x = \omega_0/\bar{\omega}(\tau)$ и $y = \sigma(\tau)/\omega_0$. В начальный момент $\tau=0$, $x_0=1$, $y_0=\sigma_0/\omega_0$. С ростом τ как x , так и y увеличиваются. Выписывать уравнение полностью мы не станем. Рассмотрим ситуацию

$$b \gg 1, \quad \frac{3}{2} \left(\frac{ck_d}{2\omega_0} \right)^4 \frac{T_{\text{eff}}}{T_c} \gg 1, \quad (8)$$

когда можно справа в (6) пренебречь вторым слагаемым (это означает смещение линии в сторону низких частот), а в (7) — первым. Тогда получаем

$$\frac{dy}{dx} = \frac{3\sqrt{2} T_{\text{eff}}}{b T_c} \left(\frac{ck_d}{2\omega_0} \right)^4 \frac{1}{y_0}.$$

Если неравенства (8) сильны, то решение этого уравнения

$$y - y_0 = \frac{3\sqrt{2} T_{\text{eff}}}{b T_c} \left(\frac{ck_d}{2\omega_0} \right)^4 \frac{x - 1}{y_0} \quad (9)$$

охватывает достаточно широкие интервалы изменения центральной частоты и ширины спектральной линии.

При относительно небольшом сдвиге $|\bar{\omega} - \omega_0| \ll \omega_0$ (9) дает:

$$\sigma(\tau) - \sigma_0 \approx \frac{3\sqrt{2}}{b} \frac{T_{\text{eff}}}{T_c} \left(\frac{ck_d}{2\omega_0} \right)^4 \frac{\omega_0}{\sigma_0} [\omega_0 - \bar{\omega}(\tau)].$$

Это соотношение соответствует малой оптической толщине по томсоновскому рассеянию. Здесь яркостная температура T_b в первом приближении не меняется.

Интересен случай $\bar{\omega} \ll \omega_0$. Пренебрегая в (9) величинами x_0 и y_0 , получаем своеобразный «закон сохранения», справедливый, подчеркиваем, только при значительных смещениях линии:

$$\frac{\bar{\omega}(\tau) \sigma(\tau)}{\omega_{pe}^2} \approx \frac{(m_e c^2)^2 T_{\text{eff}}}{300 b T_c^3} \frac{\omega_0^2}{\omega_0 \sigma_0}. \quad (10)$$

Физический смысл этого результата очевиден — подставляя (10) в (5), находим, что яркостная температура излучения стремится к постоянному значению

$$T_b(\tau) \approx \frac{300 b^2 T_c^4}{(m_e c^2)^2 T_{\text{eff}}} \left(\frac{\omega_0 \sigma_0}{\omega^2_{pe}} \right)^2 = \text{const}, \quad (11)$$

которое существенным образом определяется начальными параметрами линии.

С помощью (10) легко получить и зависимость функций $\bar{\omega}$ и σ от τ . В частности, из (6) (без второго члена в правой части) имеем:

$$\bar{\omega}(\tau) \approx \omega_0 \exp\left(-\frac{T_b}{\sqrt{2} m_e c^2} \tau\right),$$

где T_b дается (11). Отсюда видно, что сильное сползание частоты центра линии и ее расширение в несколько раз произойдет, если оптический путь квантов по томсоновскому рассеянию сравним с $(m_e c^2)/T_b$.

3. Обсуждение результатов и возможности применения к истолкованию спектров астрофизических объектов.

Как следует из вышеизложенного, нелинейное комптоновское рассеяние и процесс распада электромагнитной волны на электромагнитную и ленгмюровскую волны в турбулентной среде приводит к необычному поведению эмиссионных спектральных линий. Перечислим эти особенности.

1. Пока смещение линии невелико, ее расширение пропорционально величине смещения и существенно зависит от начальной центральной частоты ($\sim \omega_0^{-3}$).

2. При большом сдвиге частота центра линии обратно пропорциональна несмещенной средней частоте, а ширина линии обратно пропорциональна как несмещенной, так и смещенной частотам ее центра.

Эти свойства коренным образом отличают рассматриваемый эффект от доплеровского смещения спектральных линий, где его величина пропорциональна частоте.

3. Яркостная температура излучения в середине значительно сдвинутой линии пропорциональна квадрату начальной центральной частоты.

4. Когда линия сильно смещена и расширена, она теряет свою «индивидуальность». Спектр оказывается состоящим из полос неправильной формы, ширина которых составляет заметную долю их средней частоты. Предположим, что такая картина возникает, когда ширина полосы (обозначим ее $\Delta\omega$) лишь на порядок величины меньше частоты центра. Тогда из (10) следует

$$\Delta\omega \approx \frac{m_e c^2}{55} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{b T_e^3} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega_0 \sigma_0)^{1/2}}.$$

Приведем численные оценки входящих сюда параметров. В случае интенсивной плазменной турбулентности эффективная температура может достигать значений порядка $T_{\text{eff}} \approx 10^{14} - 10^{15}$ град. Полагая также $b \approx 10$, $T_e \approx 10^4$ град, $\omega_{pe} \approx 10^{10}$ сек⁻¹, $\omega_0 \approx 10^{16}$ сек⁻¹, $\sigma_0 \approx 10^{12}$ сек⁻¹, получаем $\Delta\omega \approx 10^{15}$ сек⁻¹, что и соответствует широким полосам в оптическом диапазоне.

5. Рассматриваемые эффекты проявляются существенным образом, если диффузионный оптический путь фотонов превосходит $m_e c^2/T_b$, т. е. $\tau \gg 1$ при $T_b \ll m_e c^2$. На самом деле, однако, достаточно более слабого условия $\tau_0 \geq 1$, где τ_0 — оптический размер среды, когда само многократ-

ное томсоновское рассеяние задерживает кванты в среде и значительно удлиняет их действительный путь. Кроме того, при этом возникает изотропность излучения, что оправдывает применимость сделанных предположений.

Как уже отмечалось, при сравнительно большой оптической толщине по томсоновскому рассеянию в среде с развитой плазменной турбулентностью вместо обычного спектра с четкими эмиссионными линиями может образовываться неправильный по структуре спектр с широкими полосами разной формы, заметно меняющийся со временем. В действительности, у ряда объектов такие спектры наблюдаются. Типичный пример представляют собой сверхновые I типа. Долгое время не удавалось объяснить эмиссионные полосы в их спектрах, пока в 1968 г. Ю. П. Псковский не дал интерпретацию, согласно которой эмиссионные полосы есть промежутки непрерывного спектра, а линии наблюдаются лишь в поглощении [4]. Принимая ее, мы хотели бы заметить, что в этом случае и эмиссионные полосы можно связать со спектральными линиями, искаженными «до неузнаваемости» влиянием комптоновского рассеяния и распадных процессов в турбулентной плазме. Оптическая толщина оболочек сверхновых по томсоновскому рассеянию достаточно велика.

Другим примером могли бы служить лацертиды, в спектрах которых часто наблюдается некоторая неправильная структура, не поддающаяся интерпретации.

НИРФИ, г. Горький,

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

BROADENING AND DISPLACEMENT OF EMISSION LINES DURING THE NONLINEAR TRANSFER IN TURBULENT PLASMA

S. A. KAPLAN, R. D. LOMADZE

The nonlinear Compton scattering on thermal electrons and the decay of electromagnetic waves into electromagnetic and plasma Langmuir waves can cause substantial changes in the profile of emission spectral lines. These changes may be described by nonlinear equation given in our paper [1]. A conversion of this equation in a system of two equations for the central frequency and width of displaced line has been made. The approximate solution of this system corresponding to the case of high plasma turbulence has been found.

The properties of the changes for spectral lines comparable with observations are summarized at the end of the paper. The nonregular

spectral features in objects like supernova or BL Lacertae may be related to the phenomena under discussion.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Каплан, Р. Д. Ломадзе, *Астрон. ж.*, 53, 20, 1976.
2. Р. Д. Ломадзе, *Астрофизика*, 11, 409, 1975.
3. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, *Астрофизика*, 5, 21, 1969.
4. Ю. П. Псковский, *Астрон. ж.*, 45, 945, 1968.