

РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНОЙ
ЛИНИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМОЙ

С. А. КАПЛАН, В. Н. ЦЫТОВИЧ

Поступила 9 июля 1968

Рассматривается образование сателлитов и расширение спектральных линий при переносе излучения в турбулентной плазме. Предлагается механизм накачки излучения в спектральных линиях, который в принципе может дать „лазер-эффект“ в естественных условиях.

В нашей работе [1] был рассмотрен эффект рассеяния электромагнитных волн в турбулентной плазме при их слиянии (или распадах) с волнами плазменной турбулентности. При этом оказалось, что если фазовые скорости плазменных волн малы по сравнению со скоростью света, то упругое рассеяние (то есть пренебрежение изменением частоты) преобладает над неупругим рассеянием. Поэтому изменение частоты при рассеянии в работе [1] не учитывалось. Однако так можно делать только в том случае, когда рассматривается рассеяние электромагнитного излучения в непрерывном спектре. Даже небольшое изменение частоты кванта спектральной линии, идущего в турбулентной плазме, может вывести его из контура спектральной линии. В настоящей работе, являющейся второй из серии статей, посвященных рассеянию электромагнитных волн в турбулентной плазме, мы рассмотрим влияние плазменных волн на перенос излучения в спектральной линии. Поскольку в работе [1] был подробно изложен метод расчета эффектов рассматриваемого рассеяния, мы здесь ограничимся записью окончательных формул. Обозначения в этой работе такие же, как и в [1], причем и здесь мы будем опускать численные множители порядка единицы.

В дальнейшем нам понадобится выражение для атомарного коэффициента рассеяния в спектральной линии. Ради простоты мы

предположим, что контур линии, центрированной на частоте ω_* , можно аппроксимировать прямоугольником с шириной линии $\Delta\omega_*$. Если концентрацию атомов (или молекул), имеющих линию ω_* и находящихся на нижнем и верхнем уровнях, обозначить через n'_* и n''_* соответственно, то коэффициент рассеяния в линии есть

$$\alpha(\omega_*) = \frac{\omega_{0e}^2 f_*}{c \Delta\omega_*} \frac{n'_* - n''_*}{n_e}, \quad (1)$$

где, напомним, $\omega_{0e} = \sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$ — плазменная ленгмюрова частота, n_e — концентрация электронов плазмы. Здесь f_* — сила осциллятора линии поглощения.

1. *Появление спутников линии.* Если частотная ширина линии заметно меньше частоты плазменной турбулентности (обозначаемой в общем случае через ω_1 , как и в [1]), то есть если выполнено условие $\Delta\omega_* \ll \omega_1$, то в результате слияний и распадов плазменных и электромагнитных волн появляются кванты с частотами:

$$\omega = \omega_* \pm \omega_1. \quad (2)$$

Если пределы частот плазменной турбулентности тоже ограничены, как например в случае ленгмюровской турбулентности с малыми фазовыми скоростями, то этот эффект приводит к образованию спутников линий — расщеплению линии на три компоненты. Подобный процесс подробно изучен для случая слияния электромагнитных волн с тепловыми флуктуациями электронной концентрации плазмы [2]. Здесь приводятся результаты расчета этого эффекта для случая слияния с волнами развитой плазменной турбулентности.

Используя результаты работы [1] и учитывая, что при $\omega_* \gg \omega_1$ мы по-прежнему можем считать изменение частоты в процессе распадного взаимодействия небольшим, легко убедиться, что отношение коэффициентов излучения на частотах (2) к интенсивности излучения в основной линии с частотой ω_* по-прежнему равно величине коэффициента рассеяния $\sigma(\omega_*)$, определенного формулами (5) и (6) работы [1]. В табл. 1 настоящей работы приведены выражения для коэффициентов

$$\sigma(\omega_* \pm \omega_1) = \frac{j(\omega_* \pm \omega_1)}{I(\omega_*)}. \quad (3)$$

Отличие этих коэффициентов от коэффициентов рассеяния в непрерывном спектре, приведенных в [1], в том, что здесь нет необходимости переходить к диффузионному приближению (то есть нет раз-

КОЭФФИЦИЕНТЫ РАССЕЙЯНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

| Тип волны и частота плазменных пульсаций | Отношение коэффициента получения п сателлитах линий к интенсивности самой линии (формула (3)) | Коэффициент диффузии по оси частот $\chi(\omega)$ (формула (4)) |
|---|---|---|
| Электронные (ленгмюровские) плазменные волны $\omega_1 \approx \omega_{0e}$ | $\frac{\omega_{0e}^2}{\omega_p^2 n_e m_e c^2} \int_0^{k_{\max}} k_1 F^1(k_1) dk_1$ | $\frac{\omega_{0e}^4}{\omega_p^2 n_e m_e c^2} \int_0^{k_{\max}} k_1 F^1(k_1) dk_1$ |
| Ионные плазменные волны $\omega_1 \approx \omega_{0i}$ | $\frac{\omega_{0e}^6}{\omega_p^2 n_e m_e c^2 V_{Te}^4} \int_0^{k_{\max}} F^1(k_1) \frac{dk_1}{k_1^3}$ | $\frac{\omega_{0e}^6}{\omega_p^2 n_e m_e V_{Te}^4} \int_0^{k_{\max}} F^1(k_1) \frac{dk_1}{k_1}$ |
| Ионный плазменный звук и медленные магнитозвуковые волны $\omega_1 \approx k_1 V_s \ll \omega_{0i}$ $\omega_1 \approx k_1 V_s \cos \vartheta \ll \omega_{Hi}$ | $\frac{\omega_{0e}^4 \lambda_p W^s}{\omega_p^2 n_e m_e c^2 V_{Te}^2}$ | $\frac{\omega_{0e}^6}{\omega_p^2 n_e m_e V_{Te}^4} \int_0^{k_{\max}} F^s(k_1) k_1 dk_1$ |
| Быстрые магнитозвуковые волны $\omega_1 \approx k_1 V_a \cos \vartheta \ll \omega_{Hi}$ | $\frac{\omega_{0e}^4 W^m}{\omega_p^2 n_e m_e c^2 V_a^2}$ | |
| Альвеновские волны $\omega_1 \approx k_1 V_a$ | $\frac{\omega_{0e}^2 W^a}{\omega_p^2 n_e m_e V_a^2 \lambda_p}$ | $\frac{\omega_{0e}^6}{\omega_p^2 n_e m_e c^2} \int_0^{k_{\max}} F^a(k_1) \frac{dk_1}{k_1}$ |

В последних трех формулах учтено, что сателлиты линий образуются лишь при узких спектрах волновых чисел плазменной турбулентности. λ_p — длина волны плазменных пульсаций.

ложения по малому параметру $(k_1/k)^2$. В формуле (3) $I(\omega_*)$ есть средняя (по направлениям) интенсивность излучения в основной линии ω_* , а $j(\omega_* \pm \omega_1)$ есть коэффициенты излучения в частотах (2). Заметим, что волновые векторы спутников совпадают с волновыми векторами основной линии, если $k_1 \ll k$.

2. *Расширение спектральных линий.* Если выполнено обратное неравенство $\Delta\omega_* \gtrsim \omega_1$, то многократные слияния и распады квантов электромагнитных волн приведут к расширению линий, которые теперь могут стать не только шире своей первоначальной частотной ширины, но и много шире, чем область частот плазменной турбулентности. Этот эффект учитывается сохранением члена $D_c k_i k_j/k^2$ в формуле (11) работы [1], что приведет к появлению в уравнении переноса в диффузионном приближении (13) работы [1] дополнительного члена

$$\chi(\omega_*) \frac{\partial^2 I(\omega)}{\partial \omega^2}, \quad (4)$$

где коэффициент диффузии по оси частот $\chi(\omega) = c^2 D_c$ определяется формулами (10), (11) работы [1]. Полученные таким образом значения коэффициентов $\chi(\omega_*)$ также приведены в табл. 1 настоящей работы.

Для ориентировки удобна следующая оценка величины χ' для процессов слияния и распадов электромагнитных волн с волнами ленгмюровской плазменной турбулентности:

$$\chi'(\omega_*) \approx \frac{\omega_{ce}^4 W^l}{\omega_*^2 n_e m_e c^2 \lambda_p}, \quad (5)$$

где W^l и λ_p — плотность энергии и длина волны этой турбулентности.

Учитывая расширение спектральных линий плазменными механизмами, нужно иметь в виду следующее. При решении уравнений переноса в линии обычно делается оправданное результатами предположение о полном перераспределении излучения по частотам. Иными словами, излученный атомом или молекулой квант почти „забывает“ о частоте поглощенного кванта. Поэтому, если изменение частоты за счет распадных взаимодействий на пути свободного пробега кванта не выводит его из атомарного (например доплеровского) контура, то все „приобретенное“ им расширение исчезает при поглощении и переизлучении. Сравнивая (4) с членом атомарного рассеяния в уравнении переноса $\alpha(\omega_*) I(\omega_*)$ находим, что при выполнении неравенства

$$\chi(\omega_*) \ll \alpha(\omega_*) (\Delta\omega_D)^2, \quad (6)$$

где $\Delta\omega_D$ — допллерова ширина линии, в рамках предположения о полном перераспределении по частотам член (4) в уравнении переноса можно вообще опустить. Подставляя в (6) соотношения (1) и (5), находим условие пренебрежения расширением линии в случае распадного взаимодействия с ленгмюровской турбулентностью

$$W' \ll \left(\frac{\omega_*}{\omega_{0a}} \right)^3 \frac{\Delta\omega_D f_*}{\omega_*} (n'_* - n_*) m_e c v_p. \quad (7)$$

С другой стороны, если вместо (6) и (7) имеют место обратные неравенства, то взаимодействие плазменных и электромагнитных волн настолько велико, что кванты спектральных линий очень быстро уходят из контуров и рассеянием этих квантов на атомах или молекулах можно вообще пренебречь, то есть опустить в уравнении переноса члены с $\alpha(\omega_*)$.

Тогда уравнение переноса сведется к обычному уравнению диффузии (в том числе и по оси частот) и его легко решить обычными методами теории диффузии при довольно общих предположениях о распределении излучающих атомов в рассеивающей среде. В частности, согласно известному результату об увеличении дисперсии, имеем для характерной частотной ширины линии, образующейся при прохождении квантом пути r ,

$$\sqrt{(\Delta\omega_*)^2} \approx 2 \sqrt{\chi(\omega_*)} r \approx \frac{\omega_{0e}^2}{\omega_*} \sqrt{\frac{r}{i_p} \frac{W'}{n_e m_e c^2}}. \quad (8)$$

Последнее равенство записано только для случая расширения линии ленгмюровской турбулентностью, i_p — ее длина волны.

Указанное расширение линии сопровождается и увеличением дисперсии направлений волновых векторов: $\Delta\theta$. Имеем

$$\frac{(\Delta\omega_*)^2}{(\Delta\theta)^2} \approx \frac{\chi(c_*)}{\sigma(\omega_*)} \approx \omega_*^2 \frac{D_c}{D_*}. \quad (9)$$

Для ленгмюровских волн $D_c/D_* \approx (v_{p1}/c)^2$, для ионнозвуковых — $D_c \approx D_*$. Если, например, линия создается точечным источником, то на пути к наблюдателю наряду с расширением линии должно наблюдаться и увеличение угловых размеров, что может служить известной проверкой утверждений о расширении линии турбулентностью в данных случаях.

Соотношения (8) и (9) справедливы при $(\Delta\theta)^2 \ll 1$, то есть при относительно небольшом упругом рассеянии. Если оно велико, то есть, если выполнено неравенство $(\Delta\theta)^2 \gg 1$, а также неравенство, об-

ратное (7), то квант электромагнитной волны проводит в среде значительно больше времени. Теперь уже имеет место и диффузия по оси частот, и диффузия квантов в пространстве. В первом приближении можно считать, что увеличение дисперсии по оси частот теперь пропорционально квадрату размеров среды, то есть

$$\sqrt{(\Delta\omega_*)^2} \approx r \sqrt{\gamma(\omega_*) \chi(\omega_*)} \approx \frac{\omega_{0e}^3 W^2 r}{\omega_*^3 n_e m_e c^2 l_p^2} \quad (10)$$

Также и здесь последнее равенство относится к случаю расширения линии ленгмюровской турбулентностью.

Подобным образом можно рассмотреть расширение линии плазменной турбулентностью любого типа. Однако здесь надо иметь в виду следующее. Эффективность распадных взаимодействий очень быстро падает с увеличением отношения ω_*/ω_1 . Поэтому практически заметный эффект может быть от турбулентности с наибольшими частотами (то есть ленгмюровской) в случае линий с наименьшими частотами (то есть в радиодиапазоне). Это видно, в частности, и в формуле (8). Примеры использования полученных здесь формул будут приведены в разделе 4.

3. Раскачка излучения в спектральных линиях. Турбулентную плазму сравнительно легко можно привести в неустойчивое состояние по отношению к раскачке электромагнитного излучения. Например, если через турбулентную плазму проходит пучок релятивистских электронов, то конверсия плазменных волн в электромагнитные при их рассеянии на этих электронах может привести к раскачке электромагнитного поля в довольно широком интервале частот. Необходимым условием для этого, помимо анизотропии в распределении скоростей частиц, должен быть и большой размер системы, а именно такой, чтобы произведение пространственного инкремента на размер было бы больше единицы (иными словами, оптическая толщина для раскачки излучения должна быть велика). Однако в работе [1] было показано, что в случае, когда в системе наряду с неустойчивостью имеет место и рассеяние электромагнитных волн, то условия для раскачки менее жесткие, так как упругое рассеяние задерживает кванты в среде и поэтому здесь раскачка возможна и при меньших размерах.

Коэффициенты раскачки электромагнитных волн при конверсии плазменной турбулентности были получены в [3]. Для того, чтобы получить заметный инкремент раскачки на частотах, значительно больше плазменных, необходимо большое количество быстрых частиц.

Поэтому раскачка поля излучения в непрерывном спектре вероятно встречается лишь в объектах типа квазаров или пульсаров [4]. Однако наличие в плазме примеси атомов или молекул может привести к изменению положения. В самом деле, в спектральных линиях резко увеличивается коэффициент упругого рассеяния (по сравнению с непрерывным спектром). Поэтому, если объект имеет недостаточный размер для того, чтобы раскачать излучение в непрерывном спектре, то в пределах контура спектральной линии кванты задерживаются и раскачиваются. Для этого необходимо следующее условие: размер объекта должен быть больше, чем обратная величина квадратного корня из произведения пространственного инкремента раскачки на коэффициент упругого рассеяния. Если это условие выполнено, то практически вся конверсия сосредотачивается в частотах контура спектральной линии. При этом, однако, необходимо иметь в виду, что плазменная турбулентность не должна расширять линию настолько, чтобы вывести кванты из пределов контура — тогда рассеяние уменьшится и эффект исчезнет.

Инкремент раскачки при конверсии ленгмюровских волн в электромагнитные при рассеянии на пучке электронов есть [3]

$$\mu(\omega_*) \approx \frac{\omega_{0e} W^l}{n_e m_e c^3} \left(\frac{\omega_{0e}}{\omega_*} \frac{v_p}{c} \right)^{3/2} \frac{N_e}{n_e}, \quad (11)$$

где N_e — концентрация релятивистских электронов пучка. Используя неравенство (7) — требование отсутствия расширения линии, получаем для инкремента накачки в частотах линии:

$$\mu(\omega) \ll f_* \frac{\Delta\omega_D}{c} \left(\frac{\omega_*}{\omega_{0e}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_p}{c} \right)^{3/2} \frac{n'_e - n_e^*}{n_e} \frac{N_e}{n_e}. \quad (12)$$

С другой стороны, поскольку при раскачке поля излучения релятивистскими частицами почти вся энергия переходит в излучение, можно использовать условие: $N_e \approx W(\omega_*)/\varepsilon_{\min} \approx [W(\omega_*)/m_e c^2] \times \times (2c\omega_{0e}/v_p \omega_*)^{1/2}$, где $W(\omega_*)$ — наблюдаемая плотность излучения в спектральной линии, а ε_{\min} — минимальная энергия электронов, конвертирующих плазменные волны в электромагнитные волны частоты ω_* . Окончательно получаем (сильное неравенство (7) здесь можно ослабить):

$$\mu(\omega_*) \lesssim \frac{f_* W(\omega_*)}{n_e m_e c^2} \frac{\Delta\omega_D v_p^2}{c^3} \frac{n'_e - n_e^*}{n_e}. \quad (13)$$

Условие раскачки теперь будет выглядеть так:

$$r \sqrt{\mu(\omega_*) \alpha(\omega_*)} \approx r \frac{\sqrt{4\pi r_0 W(\omega_*)}}{m_e c^2} \frac{v_p}{c} \frac{n_e - n_c}{n} f^* \gg 1, \quad (14)$$

где по-прежнему r — характерный размер среды. Здесь $r_0 = e^2/m_e c^2$ — классический радиус электрона. Величины $W(\omega_*)$ и r в принципе наблюдаемы, v_p/c вероятно не слишком отличается от единицы (в пределах точности известных параметров). Формула (14) тогда определяет необходимую концентрацию рассеивающих атомов и молекул, в спектральные линии которых происходит накачка излучения. Пример оценки будет приведен в следующем разделе.

В заключение этого раздела отметим еще одну особенность накачки излучения в линиях. В инкременте раскачки (11), да и вообще во всех коэффициентах, описывающих взаимодействия плазменных и электромагнитных волн (в том числе и распадные), в знаменателе имеется множитель

$$\frac{1}{2\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} [\omega^2 \varepsilon(\omega)],$$

определяющий плотность электромагнитного излучения в диспергирующей среде, который во всех приведенных расчетах принят равным единице. Здесь $\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость. Это условие действительно вполне оправдано в непрерывном спектре. Но вблизи линии диэлектрическая проницаемость меняется быстрее, и хотя там по-прежнему (в космических условиях) $\varepsilon(\omega)$ мало отличается от единицы, но

$$\frac{1}{2\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} [\omega^2 \varepsilon(\omega)] = 1 + \frac{f_{\omega} \omega_{pe}^2}{(\Delta\omega_*)^2} \frac{n_e - n_c}{n_e} \quad (15)$$

и в случае достаточно узкого контура и инверсной заселенности ($n_e > n_c$) эта величина может не только заметно отличаться от единицы по абсолютной величине, но и стать отрицательной. Изменение знака величины (15) эквивалентно смене декремента на инкремент и обратно, то есть в том случае, когда при положительном (15) имело место лишь затухание излучения, в случае отрицательного (15) появляется раскачка. Правда, для этого необходимо прежде создать инверсную заселенность.

Если, например, в линии уже имеется инверсная заселенность, то благодаря распадным взаимодействиям электромагнитное излучение из соседних участков спектра в случае отрицательного (15) бу-

дет перекачиваться в область спектральной линии — таким образом рассматриваемый механизм может, по крайней мере, поддерживать накачку излучения в линии [5].

4. Некоторые примеры использования полученных соотношений.

Приводимые ниже примеры являются только иллюстрациями и отнюдь не претендуют на объяснение соответствующих явлений.

Как известно, наблюдаются очень узкие линии „мистерия“ (четыре линии гидроксила с длиной волн около 18 см), относительная частотная ширина которых не превышает 10^{-7} . По-видимому, эти линии не расширяются и не образуют сателлитов при распространении их в межзвездной среде. Пользуясь формулой (8), можно оценить верхний предел плотности энергии плазменных волн в межзвездной среде. Примем: $\omega_* = 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, $\Delta\omega_* = 10^3 \text{ сек}^{-1}$, $\omega_{0*} = 10^5 \text{ сек}^{-1}$, отношение $r/\lambda_p = 10^{15}$ (величина выбрана несколько произвольно, но у нас нет оценки длины плазменных волн λ_p в межзвездном пространстве). Тогда получим $W^l < 10^{-9} \text{ н.т.с}^2 \approx 10^{-15} \text{ эрг/см}^3$ при $n_* \approx 1 \text{ см}^{-3}$. Вероятно действительная плотность энергии плазменных волн много меньше этого предела.

Теперь предположим, что сами линии „мистерия“ возбуждаются рассмотренным в разделе 3 механизмом. Размер этих источников порядка 10^{15} см , плотность излучения в линиях достигает величины $W(\omega_*) \approx 10^{-2} \text{ эрг/см}^3$. Учитывая, что сила осциллятора линий ОН равна $4 \cdot 10^{-8}$, находим из (14) критерий накачки:

$$10^4 \frac{n_*^* - n_*}{n_*} \gg 1$$

условие, которому, вероятно, не трудно удовлетворить. Разумеется, для того, чтобы утверждать, что возбуждение линий „мистерия“ действительно связано с этим механизмом, надо рассмотреть все особенности этих источников — их поляризацию, объяснить, почему разные линии возбуждаются по-разному. Указанный механизм требует большой плотности релятивистских электронов, но это прямое следствие очень большой плотности излучения. Мы надеемся, что в интерпретации линий „мистерия“ окажутся полезными и соображения, приведенные в конце предыдущего раздела.

НИРФИ, Горький,
ФИАН СССР, Москва

THE SCATTERING OF RADIATION IN THE SPECTRAL LINE
OF THE TURBULENT PLASMA

S. A. KAPLAN, V. N. TSITOVICH

The formation of satellites and the broadening of spectral lines during transfer of radiation in a turbulent plasma is considered. The mechanism on pumping radiation in the spectral lines is proposed which can in principal give a „maser-effect“ in natural conditions.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, *Астрофизика*, 4, 3, 1968.
2. А. И. Ахиезер и др., *Коллективные колебания в плазме*, Атомиздат, 1964.
3. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, *УФН*, 97, 77, 1969.
4. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, *Астрон. ж.*, 46, 199, 1969.
5. В. Н. Цытович, *Нелинейные процессы в плазме*, „Наука“, 1967.