АКТИВНЫЕ СРЕДЫ

PACS 52.25.Jm; 52.25/Os; 51.60.+a

О безынверсном усилении излучения ионами, обладающими определенными скоростями, в магнитном поле

А.И.Пархоменко

Показано, что в газе ионизованных частиц при наложении внешнего магнитного поля может возникать безынверсное усиление излучения ионами, обладающими определенными скоростями, вследствие их ларморовского вращения. При этом бо́льшая часть ионов может находиться в основном состоянии. Интегральный коэффициент поглощения остается положительным за счет роста поглощения излучения другой половиной ионов.

***Ключевые слова**: безынверсное усиление излучения, активная среда.*

Известно, что ларморовское вращение ионов в магнитном поле может приводить к резкому изменению формы линии их поглощения [1, 2]: при наблюдении поперек магнитного поля и при выполнении условия $\omega_c \gtrsim \Gamma$ (ω_c – циклотронная частота вращения ионов, Γ – однородная полуширина линии поглощения ионов) доплеровский контур ионной линии расщепляется на ряд эквидистантных пиков. Ширина каждого пика равна однородной ширине линии поглощения 2Γ, расстояние между соседними пиками равно ω_c. Если средний ларморовский радиус орбиты иона гораздо меньше длины волны, то линия поглощения имеет лоренцевскую форму с однородной шириной 2Γ, которая может быть во много раз меньше доплеровской ширины [1].

Естественно предположить, что при наложении внешнего магнитного поля наряду с изменением формы линии поглощения ионов будет изменяться также поглощение излучения группой ионов, обладающих определенной скоростью $\boldsymbol{v}$. Соответствующие теоретические расчеты приводят к совершенно неожиданному результату: оказывается, что в магнитном поле группы ионов с некоторыми определенными направлениями скоростей движения усиливают падающее на среду излучение даже в том случае, когда бо́льшая часть ионов находится в основном состоянии. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию этого явления.

Рассмотрим газ ионизованных частиц, находящийся в постоянном однородном магнитном поле $\boldsymbol{B}$. Пусть излучение в виде бегущей монохроматической волны резонансно поглощается на переходе $m-n$ между основным (n) и первым возбужденным (m) уровнями ионов. Ограничимся рассмотрением простейшего случая, когда можно не принимать во внимание зеемановское расщепление линии поглощения. Например, расщепление линии отсутствует в случае простого эффекта Зеемана (равенство g-факторов Ланде комбинирующих состояний m, n) при поперечном магнитному полю $\boldsymbol{B}$ направлении распространения линейно поляризованного вдоль $\boldsymbol{B}$ излучения.

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Коптюга, 1; e-mail: par@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 22 октября 2001 г.

Вероятность поглощения излучения $P(\boldsymbol{v})$ на переходе $m-n$ ($P(\boldsymbol{v})$ – число актов поглощения излучения в единицу времени частицей с заданной скоростью $\boldsymbol{v}$ в единичном интервале скоростей) определяется недиагональным элементом матрицы плотности $\rho_{mn}(\boldsymbol{v})$ [3]:

$$P(\boldsymbol{v}) = -\frac{2}{N}\,\mathrm{Re}[\mathrm{i}G^*\rho_{mn}(\boldsymbol{v})]\,,$$
$$|G|^2 = \frac{B_{mn}I}{2\pi}, \quad B_{mn} = \frac{\lambda^2\Gamma_m}{4\hbar\omega}, \tag{1}$$

где B_{mn} – второй коэффициент Эйнштейна для перехода $m-n$; I – интенсивность излучения; ω и λ – частота и длина волны излучения; Γ_m – скорость спонтанного распада возбужденного состояния m.

При слабой интенсивности излучения в стационарных и пространственно однородных условиях $\rho_{mn}(\boldsymbol{v})$ определяется из уравнения [3]

$$\left[\frac{\Gamma_m}{2} - \mathrm{i}(\Omega - \boldsymbol{k}\boldsymbol{v}) + \frac{\omega_c}{B}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}]\frac{\partial}{\partial\boldsymbol{v}}\right]\rho_{mn}(\boldsymbol{v})$$
$$= S_{mn}(\boldsymbol{v}) + \mathrm{i}GNW(\boldsymbol{v}), \tag{2}$$

где N – концентрация ионов; $\omega_c = eB/Mc$ – циклотронная частота вращения ионов; $\Omega = \omega - \omega_{mn}$ – расстройка частоты излучения; ω_{mn} – частота перехода $m-n$; $\boldsymbol{k}$ – волновой вектор излучения; $W(\boldsymbol{v})$ – функция, описывающая максвелловское распределение по скоростям; $S_{mn}(\boldsymbol{v})$ – «недиагональный» интеграл столкновений; e – элементарный электрический заряд; M – масса иона.

Для недиагонального интеграла столкновений $S_{mn}(\boldsymbol{v})$ будем использовать обычное в нелинейной спектроскопии приближение [3] $S_{mn}(\boldsymbol{v}) = -(\Gamma - \Gamma_m/2)\rho_{mn}(\boldsymbol{v})$, означающее, что столкновения полностью сбивают фазу осциллирующего дипольного момента.

В условиях, когда функция распределения частиц по скоростям мало отличается от максвелловской, адекватным методом решения кинетического уравнения (2) является метод Грэда (метод моментов) [4, 5]. Мы будем решать задачу с помощью простейшего приближения метода Грэда, в соответствии с которым в уравнении (2) зависимость недиагонального элемента матрицы плотности от скорости представим в виде суммы равновесного распределения $N_{mn}W(\boldsymbol{v})$ и антисимметричной поправки:

$$\rho_{mn}(\boldsymbol{v}) = \left[N_{mn} + \frac{2}{v_T^2}\,\boldsymbol{v}\boldsymbol{j}_{mn}\right]W(\boldsymbol{v}), \tag{3}$$

где $N_{mn} = \int \rho_{mn}(\boldsymbol{v})\mathrm{d}\boldsymbol{v}$; $\boldsymbol{j}_{mn} = \int \boldsymbol{v}\rho_{mn}(\boldsymbol{v})\mathrm{d}\boldsymbol{v}$; $v_T = (2k_{\mathrm{B}}T/M)^{1/2}$ – наиболее вероятная скорость ионов; T – температура; k_{B} – постоянная Больцмана. Выражение (3) применимо в случае однородного уширения линии поглощения ($\Gamma \gg kv_T$) или в случае доплеровского уширения ($\Gamma \ll kv_T$) при сильных магнитных полях ($\omega_{\mathrm{c}} \gg kv_T$), если волновой вектор излучения $\boldsymbol{k}$ перпендикулярен магнитному полю $\boldsymbol{B}$.

Для нулевого и первого моментов кинетического уравнения (2) с учетом (3) получаем:

$$\begin{aligned}
&(\Gamma - \mathrm{i}\Omega)N_{mn} + \mathrm{i}\boldsymbol{k}\boldsymbol{j}_{mn} = \mathrm{i}GN,\\
&(\Gamma - \mathrm{i}\Omega)\boldsymbol{j}_{mn} + \mathrm{i}\boldsymbol{k}\,\frac{v_T^2}{2}\,N_{mn} = \omega_{\mathrm{c}}[\boldsymbol{j}_{mn}\boldsymbol{h}],
\end{aligned} \tag{4}$$

где $\boldsymbol{h} = \boldsymbol{B}/B$.

Решая систему уравнений (4), найдем вероятность поглощения излучения $P(\boldsymbol{v})$:

$$P(\boldsymbol{v}) = PW(v_\perp)W(v_\parallel)\left[1 + \frac{\Omega k v_\perp}{\Gamma}\,\tau(\varphi)\right], \tag{5}$$

где

$$\begin{aligned}
&P = \frac{2|G|^2\Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2};\\
&\tau(\varphi) = \frac{2\Gamma\left(\Gamma^2 + \Omega^2\right)\cos\varphi - \omega_{\mathrm{c}}\left(3\Gamma^2 + \omega_{\mathrm{c}}^2 - \Omega^2\right)\sin\varphi}{\left[\Gamma^2 + (\Omega - \omega_{\mathrm{c}})^2\right]\left[\Gamma^2 + (\Omega + \omega_{\mathrm{c}})^2\right]}.
\end{aligned} \tag{6}$$

Здесь $P \equiv \int P(\boldsymbol{v})\mathrm{d}\boldsymbol{v}$ – интегральная по скоростям вероятность поглощения излучения в случаях $\Gamma \gg kv_T$ или $\omega_{\mathrm{c}} \gg kv_T$; v_T – проекция скорости ионов $\boldsymbol{v}$ на плоскость, перпендикулярную магнитному полю; φ – угол между направлением излучения $\boldsymbol{k}$ и скоростью $\boldsymbol{v}_\perp$ в системе координат, ось z которой направлена вдоль магнитного поля $\boldsymbol{B}$, а ось x – вдоль волнового вектора $\boldsymbol{k}$ (мы полагаем, что $\boldsymbol{k}\perp\boldsymbol{B}$); $W(v_\perp)$ и $W(v_\parallel)$ – распределения Максвелла по поперечной и продольной (по отношению к магнитному полю $\boldsymbol{B}$) проекциям скорости $\boldsymbol{v}$. В отсутствие магнитного поля (при $\omega_{\mathrm{c}} = 0$) вероятность поглощения излучения $P(\boldsymbol{v})$ дается известной формулой

$$P(\boldsymbol{v}) = \frac{2|G|^2\Gamma W(\boldsymbol{v})}{\Gamma^2 + (\Omega - \boldsymbol{k}\boldsymbol{v})^2}, \tag{7}$$

которая, естественно, при $\Gamma \gg kv_T$ совпадает с формулой (5).

В (5) зависимость вероятности поглощения от продольной проекции скорости $v_\parallel$ проявляется только через максвелловский фактор $W(v_\parallel)$ (магнитное поле не влияет на движение частиц вдоль оси z). Поэтому представляет интерес рассматривать интегральные характеристики

$$P(v_\perp) \equiv P(\boldsymbol{v}_\perp, \varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} \boldsymbol{P}(\boldsymbol{v})\mathrm{d}v_\parallel,$$

$$P(\varphi) = \int_0^\infty P(v_\perp, \varphi)v_\perp \mathrm{d}v_\perp\,,$$

где $P(\varphi)$ – число актов поглощения излучения в единицу времени в единичном интервале углов в расчете на один ион с заданным углом φ между направлением излучения и проекцией скоростей ионов на плоскость, перпендикулярную магнитному полю. Из (5) следует

$$\begin{aligned}
&P(\boldsymbol{v}_\perp) \equiv P(v_\perp, \varphi) = PW(v_\perp)\left[1 + \frac{\Omega k v_\perp}{\Gamma}\,\tau(\varphi)\right],\\
&P(\varphi) = \frac{P}{2\pi}\left[1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\frac{\Omega k v_T}{\Gamma}\,\tau(\varphi)\right].
\end{aligned} \tag{8}$$

Возможность возникновения отрицательных значений вероятностей поглощения $P(\varphi)$, $P(v_\perp, \varphi)$ и $P(\boldsymbol{v})$ определяется поведением функции $\tau(\varphi)$. В случае достаточно сильных магнитных полей (при $\omega_{\mathrm{c}} \gg \Gamma$) зависимость $\tau(\varphi)$ от Ω имеет резонансный характер и при $|\Omega| = \omega_{\mathrm{c}}$ имеет максимум, равный $\cos\varphi/2\Gamma$. При этом знакопеременное (второе) слагаемое в квадратных скобках выражений (5), (8) и (9) по порядку величины равно $\Omega k v_T/2\Gamma^2$ и может значительно превышать единицу. Таким образом, может возникать безынверсное усиление излучения ионами, обладающими определенными скоростями, вследствие их вращения в магнитном поле.

Заметим, что это знакопеременное слагаемое в (5), (8) и (9), ответственное за возникновение безынверсного усиления излучения, в рассматриваемых нами случаях $\Gamma \gg kv_T$ или $\omega_{\mathrm{c}} \gg kv_T$ не вносит вклад в интегральную по скоростям вероятность поглощения P, которой определяется контур линии поглощения.

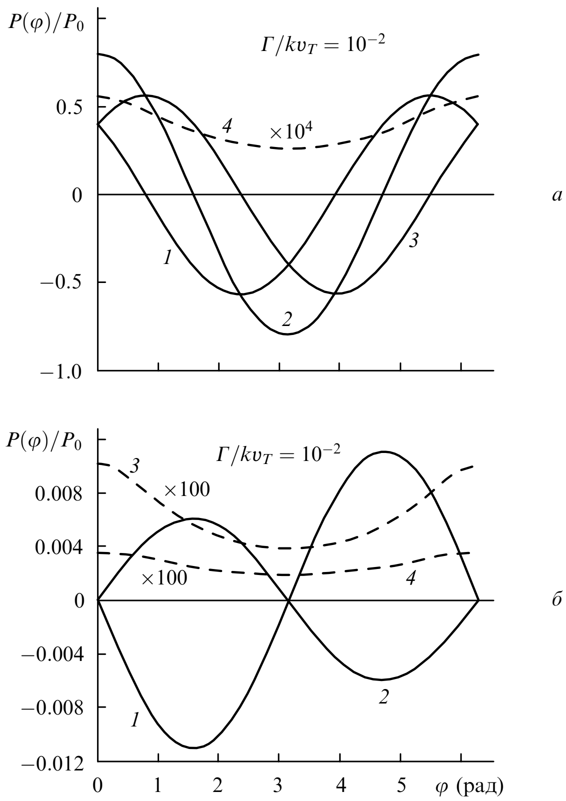

Рис.1. Зависимости $P(\varphi)$ от φ вблизи циклотронного резонанса при $\Omega/kv_T = 4.99$ (*1*), 5 (*2*, *4*) и 5.01 (*3*) (*а*) и вдали от циклотронного резонанса при $\Omega/kv_T = 4$ (*1*, *3*) и 6 (*2*, *4*) (*б*). Сплошные кривые соответствуют $\omega_{\mathrm{c}}/kv_T = 5$, штриховые – $\omega_{\mathrm{c}} = 0$.

На рис.1 показана рассчитанная по формуле (9) зависимость $P(\varphi)$ при разных расстройках частоты излучения в случае доплеровского уширения линии поглощения. В качестве единицы измерения взято $P_0 = 2\sqrt{\pi}|G|^2 \times(kv_T)^{-1}$ – вероятность поглощения излучения в центре линии при доплеровском уширении в отсутствие магнитного поля.

Рис.1,*а* иллюстрирует поведение $P(\varphi)$ вблизи циклотронного резонанса ($\Omega = \omega_c$). Вероятность поглощения $P(\varphi)$ принимает отрицательные значения в интервале углов $\Delta\varphi = \pi$ вблизи $\varphi \approx \pi$ (усиливают излучение частицы, движущиеся преимущественно против направления излучения). Для случая, показанного на рис.1,*а*, амплитуды отрицательных и положительных значений $P(\varphi)$ одинаковы и, несмотря на большие расстройки частоты излучения ($\Omega \approx 5kv_T$), примерно равны вероятности поглощения излучения P_0 в центре линии в отсутствие магнитного поля.

В то же время интегральная по скоростям вероятность поглощения излучения P мала: $P/P_0 \approx \Gamma/25\sqrt{\pi}kv_T \approx 2.3 \times 10^{-4}$. Для случая, показанного на рис.1,*а*, фактор $\Omega kv_T/2\Gamma^2 \sim 2 \times 10^4$, и поэтому при включении магнитного поля вероятность поглощения $P(\varphi)$ возрастает более чем в 10^4 раз. Таким образом, внутри среды «разыгрывается» следующая драматическая ситуация. Примерно половина частиц в среде, движущихся в одном направлении, поглощает излучение, а другая половина частиц, с противоположным направлением движения, его усиливает. Однако вклад этих двух групп частиц в интегральную вероятность поглощения почти полностью компенсируется, и среда в целом поглощает излучение слабо. Вдали от циклотронного резонанса амплитуда колебаний $P(\varphi)$ уменьшается (рис.1,*б*), но, тем не менее, может быть достаточно большой по сравнению с P_0.

Расмотренный в данной работе эффект обусловлен возникновением зависящего от скорости ионов набега фазы колебаний наведенного дипольного момента ионов вследствие их движения по циклотронной окружности.

Безынверсное усиление излучения ионами с определенными скоростями может возникать в условиях как доплеровского ($kv_T \gg \Gamma$), так и однородного ($kv_T \ll \Gamma$) уширения линии поглощения. Метод Грэда, при помощи которого решалась задача, предполагает ограничение снизу на величину магнитного поля ($\omega_c \gg kv_T$) в случае доплеровского уширения. Это ограничение не принципиально с физической точки зрения, и следует ожидать, что в случае доплеровского уширения эффект безынверсного усиления излучения будет возникать при естественном условии разделения циклотронных резонансов в спектре поглощения $\omega_c \gtrsim \Gamma$ [1, 2]. При $\Gamma \sim 10^7$ с$^{-1}$ и массе ионов $M \sim 20$ а.е. условие $\omega_c \gtrsim \Gamma$ выполняется в магнитных полях $B \gtrsim 2 \times 10^4$ Гс.

Рассматриваемое безынверсное усиление излучения является «скрытым» эффектом в том смысле, что оно не вносит вклада в интегральную вероятность поглощения $P \equiv \int P(\boldsymbol{v})\mathrm{d}\boldsymbol{v}$, которой определяется контур линии поглощения. Возникает вопрос о том, может ли вообще знакопеременность вероятности поглощения излучения $P(\boldsymbol{v})$ влиять на какие-либо наблюдаемые физические эффекты. Ответ на этот вопрос положительный. Действительно, одним из эффектов, чувствительных к особенностям поведения вероятности поглощения излучения $P(\boldsymbol{v})$, является эффект светоиндуцированного дрейфа (СИД) [6, 7].

Скорость СИД, как известно [7], пропорциональна моменту первого порядка $\boldsymbol{Q}$ вероятности поглощения излучения $P(\boldsymbol{v})$ ($\boldsymbol{Q} \equiv \int \boldsymbol{v}P(\boldsymbol{v})\mathrm{d}\boldsymbol{v}$). Для СИД ионов в слабоионизованном газе, находящемся во внешнем магнитном поле, перпендикулярном направлению распространения излучения ($\boldsymbol{k}\perp\boldsymbol{B}$), момент $\boldsymbol{Q}$ определяется функцией $P(\boldsymbol{v})$ (5). Вклад в момент $\boldsymbol{Q}$ дает только второе слагаемое в квадратных скобках, которое полностью определяет знакопеременное поведение $P(\boldsymbol{v})$. СИД ионов в магнитном поле теоретически исследовался в [8]. Полученные в [8] формулы для проекций $u_\parallel$ и $u_\perp$ скорости дрейфа ионов $\boldsymbol{u}$ на направления $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{n}$ можно представить в следующем виде:

$$u_\parallel \equiv \frac{\boldsymbol{k}}{k}\,\boldsymbol{u} = \tau_\sigma\left[A\frac{\boldsymbol{k}}{k}\,\boldsymbol{Q} - C\boldsymbol{n}\boldsymbol{Q}\right],$$
$$u_\perp \equiv \boldsymbol{n}\boldsymbol{u} = \tau_\sigma\left[C\frac{\boldsymbol{k}}{k}\,\boldsymbol{Q} + A\boldsymbol{n}\boldsymbol{Q}\right], \tag{10}$$

где

$$A = 1 - \frac{\omega_c^2}{\nu_n(\Gamma_m + \nu_m)};$$
$$C = \frac{\omega_c(\Gamma_m + \nu_m + \nu_n)}{\nu_n(\Gamma_m + \nu_m)}; \quad \boldsymbol{n} = \frac{[\boldsymbol{k}\boldsymbol{B}]}{kB}; \tag{11}$$

ν_i – средняя транспортная частота столкновения ионов в состоянии $i = m, n$ с буферными частицами; формула для τ_σ приведена в [8]. В лабораторных условиях светоиндуцированный дрейф ионов может проявляться в виде электрического тока (светоиндуцированный ток [9]). Таким образом, электрический сигнал, обусловленный светоиндуцированным дрейфом ионов и пропорциональный моменту первого порядка $\boldsymbol{Q}$ вероятности поглощения излучения $P(\boldsymbol{v})$, будет формироваться за счет как положительных, так и отрицательных значений $P(\boldsymbol{v})$. Если зависимость сигнала СИД ионов от различных параметров (от расстройки частоты излучения Ω, циклотронной частоты вращения ионов ω_c и т. д.) будет хорошо описываться формулами (10), то это явится подтверждением того, что в рассматриваемых условиях СИД ионов целиком и полностью обусловлен знакопеременной частью $P(\boldsymbol{v})$.

Следует ожидать также, что знакопеременность $P(\boldsymbol{v})$ будет влиять и на поглощение пробного (зондирующего, сравнительно слабого) поля. Действительно, в кинетические уравнения для матрицы плотности, описывающие взаимодействие пробного поля с ионами в магнитном поле, будет входить недиагональный элемент матрицы плотности $\rho_{mn}(\boldsymbol{v})$, определяющий знакопеременную вероятность поглощения излучения $P(\boldsymbol{v})$ согласно формуле (1). Поэтому конечные формулы для интегральной по скоростям вероятности поглощения пробного поля будут содержать усредненные по $\boldsymbol{v}$ произведения $P(\boldsymbol{v})$ на другие функции от $\boldsymbol{v}$, зависящие также от расстроек частот излучений сильного и пробного полей. В итоге это и будет обусловливать чувствительность пробного поля к знакопеременной части $P(\boldsymbol{v})$.

Автор признателен А.М.Шалагину за плодотворные обсуждения результатов работы и ценные критические замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01–02–17433).

1. Дьяконов М.И. *ЖЭТФ*, **51**, 612 (1966).
2. Смирнов Г.И., Шапиро Д.А. *ЖЭТФ*, **87**, 1639 (1984).
3. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979).
4. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. *Основы физики плазмы* (М.: Атомиздат, 1977).
5. Жданов В.М. *Явления переноса в многокомпонентной плазме* (М.: Энергоиздат, 1982).
6. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **29**, 773 (1979).
7. Rautian S.G., Shalagin A.M. *Kinetic problems of nonlinear spectroscopy* (Amsterdam: New York – Oxford, North-Holland, 1991).
8. Пархоменко А.И. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 172 (2001).
9. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. *Квантовая электроника*, **8**, 590 (1981).