ЛИТЕРАТУРА

1. **Овсянников Л. В.** Новое решение уравнений гидродинамики.— ДАН СССР, 1956, т. 111, № 1.
2. **Dyson J. F.** Dynamics of spinning gas cloud.— J. Matt. Mech., 1968, vol. 18, N 1.
3. **Анисимов С. И., Лысиков Ю. И.** О расширении газового облака в вакуум.— ПММ, 1970, т. 34, вып. 5.
4. **Богоявленский О. И.** Динамика гравитирующего газового эллипсоида.— ПММ, 1976, т. 40, вып. 2.
5. **Анисимов С. И., Иногамов Н. А.** Развитие неустойчивости и потеря симметрии при изэнтропическом сжатии сферической капли.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, № 3.

УДК 533.95 : 537.15

НЕПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ АКТИВНОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПЛАЗМЫ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. П. Ковтун

(*Тбилиси*)

Исследование распространения волн в активной молекулярной плазме (АМП) представляет интерес в связи с развитием физики мощных газовых лазеров и изучением процессов, происходящих в космических лазерах. Так, в последнее время большое внимание уделяется лазерам с накачкой электронными пучками [1], в которых при большой плотности плазмы определенную роль в генерации шумов начинает играть взаимодействие между высокочастотными полями и резонансными уровнями молекулярного газа [2].

Взаимодействие свободных электронов с активной компонентой плазмы приводит к возникновению ряда неустойчивостей, которые могут оказаться нежелательными в ряде экспериментов с мощными газовыми лазерами. Некоторые из этих неустойчивостей были рассмотрены в работах [3—5].

Представляет интерес изучение поведения АМП во внешних полях, как возможных факторах подавления некоторых неустойчивостей.

В данной работе рассматривается АМП, находящаяся в высокочастотном электрическом поле. Активная компонента считается двухуровневой. Предполагая плазму холодной и бесстолкновительной, будем исходить из системы уравнений

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla)\mathbf{v} = -\frac{e}{m}\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}, \mathbf{B}]\right), \tag{1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}, \nabla)\mathbf{u} + \Omega^2 \boldsymbol{\xi} = -\frac{e}{m}\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{u}, \mathbf{B}]\right),$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t} + (\mathbf{u}, \nabla)\boldsymbol{\xi} = \mathbf{u}, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n\mathbf{v}) = 0, \quad \frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div}(g_m N \mathbf{u}) = 0,$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{B} = -\frac{4\pi e}{c} n\mathbf{v} - \frac{4\pi e}{c} g_m N \mathbf{u} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

где $\mathbf{v}$, $\mathbf{u}$ — скорости соответственно свободных и связанных электронов; $\boldsymbol{\xi}$ — смещение связанных электронов; n — плотность электронов; $N = N_1 - N_2 < 0$ — разность населенностей уровней; g_m — сила осциллятора. Остальные обозначения общепринятые.

Действуя в духе теории непотенциальных колебаний плазмы во внешнем поле, рассмотрим случай $\mathbf{k} \perp \mathbf{E}_0$, где $\mathbf{k}$—волновой вектор собственных колебаний плазмы; $\mathbf{E}_0(t) = \mathbf{E}_0 \sin \omega_0 t$ — внешнее высокочастотное поле. В этом частном случае влияние внешнего поля на соответствующие потенциальные колебания плазмы несущественно [6].

Линеаризация системы (1) в поле внешней волны в случае перпендикулярности возмущения поля $\delta\mathbf{E}$ плоскости, образуемой векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{E}_0$, приводит к дисперсионному уравнению, изученному в работах [3—5] и описывающему поведение АМП в отсутствие внешнего поля:

(2) $$1 - \frac{\omega_p^2 + k^2c^2}{\omega^2} - \frac{\omega_m^2}{\omega^2 - \Omega^2} = 0,$$

где $$\omega_p^2 = \frac{4\pi ne^2}{m}; \quad \omega_m^2 = \frac{4\pi g_m N e^2}{m}.$$

Новых особенностей уравнение (2) не содержит, поэтому рассмотрим случай, когда $\delta\mathbf{E}$ лежит в плоскости векторов $\mathbf{k}$, $\mathbf{E}_0$.

При этом, воспользовавшись малостью скоростей свободных и связанных электронов во внешнем поле в сравнении со скоростью света, получим дисперсионное уравнение

(3) $$1 - F_1(\omega)\{\beta^2(B_2^{(e)} + B_0^{(e)}) + \alpha^2(B_2^{(m)} + B_0^{(m)}) + \alpha\beta(D_2 + D_0)\} -$$
$$- F_{-1}(\omega)\{\beta^2(B_{-2}^{(e)} + B_0^{(e)}) + \alpha^2(B_{-2}^{(m)} + B_0^{(m)}) + \alpha\beta(D_{-2} + D_0)\} = 0,$$

где приняты следующие обозначения:

$$F_n(\omega) = \frac{k^2c^2}{(\omega + n\omega_0)^2 \varepsilon_{tr}^{(n)} - k^2c^2}; \quad \varepsilon_{tr}^{(n)} = 1 + \delta\varepsilon_e^{(n)} + \delta\varepsilon_m^{(n)};$$

$$\delta\varepsilon_e^{(n)} = -\frac{\omega_p^2}{(\omega + n\omega_0)^2}; \quad \delta\varepsilon_m^{(n)} = \frac{\omega_m^2}{(\omega + n\omega_0)^2 - \Omega^2};$$

$$B_n^{(e)} = -\frac{\delta\varepsilon_e^{(n)}}{\varepsilon_{tr}^{(n)}}[1 + \delta\varepsilon_m^{(n)}]; \quad B_n^{(m)} = -g_m\frac{\delta\varepsilon_m^{(n)}}{\varepsilon_{tr}^{(n)}}[1 + \delta\varepsilon_e^{(n)}];$$

$$D_n = \frac{\delta\varepsilon_e^{(n)}\delta\varepsilon_m^{(n)}}{\varepsilon_{tr}^{(n)}}(1 + g_m); \quad \beta^2 = \left(\frac{eE_0}{mc}\right)^2 \frac{1}{\omega_0^2}; \quad \alpha^2 = \left(\frac{eE_0}{mc}\right)^2 \frac{\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2}.$$

Рассмотрим низкочастотный случай, когда ω меньше всех характерных частот, входящих в уравнение (3). При этом будем считать $\omega_0 \sim \omega_\pm$, где $\omega_\pm$ — решения уравнения (2), в предположении $\omega_p^2 + k^2c^2$, $|\omega_m^2| \ll \ll \Omega^2$(длинноволновый случай).

При этом из уравнения (3) найдем для $\omega_0 \sim \omega_+$

(4) $$\omega^2 = (\Delta\omega)^2 + \frac{2}{3}\beta^2\frac{k^2c^2}{\Omega}\Delta\omega,$$

где

$$\Delta\omega = \omega_0 - \omega_+.$$

Неустойчивость имеет место в случае $-\frac{2}{3}\beta^2\frac{k^2c^2}{\Omega} < \Delta\omega < 0$, причем в этой области инкремент неустойчивости достигает максимального значения:

(5) $$\gamma = \pm\frac{1}{3}\beta^2\frac{k^2c^2}{\Omega}.$$

Для $\omega_0 \sim \omega_-$ получим аналогично

$$\gamma = \pm \beta^2 \frac{k^2 c^2}{\omega_-}. \tag{6}$$

Анализ дисперсионного уравнения (3) в резонансных случаях $\omega - \omega_0 = -\omega$, где $\omega \sim \omega_\pm$ указывает на отсутствие неустойчивости в этих областях частот.

Рассмотрим теперь коротковолновые ($kc \gg \Omega$) решения дисперсионного уравнения (3). Для $\omega_0 \sim \omega_+$ низкочастотное решение уравнения (3) приводит к инкременту неустойчивости, аналогичному выражениям (5),(6).

Для $\omega_0 \sim \omega_-$ и $|\omega_0 - \Omega| \ll |\omega_m|$ низкочастотное решение (3) имеет вид

$$\omega^2 = (\Delta\omega)^2 - \frac{1}{3}\beta \frac{\omega_m^2}{\omega_0 - \Omega}\Delta\omega. \tag{7}$$

Из выражения (7) следует наличие неустойчивости с максимальным инкрементом

$$\gamma = \pm \frac{1}{6}\beta \frac{\omega_m^2}{\omega_0 - \Omega}. \tag{8}$$

Анализ резонансных случаев $\omega - \omega_0 = -\omega$, где $\omega \sim \omega_+$ указывает на отсутствие неустойчивостей в этих областях частот.

Таким образом, внешнее высокочастотное поле, резонансное собственным частотам колебаний АМП, приводит в некоторых случаях к неустойчивостям вида (5), (6), (8). В случае (8) внешнее поле, резонансное частоте перехода Ω инверсной двухуровневой подсистемы, стимулирует передачу энергии последней к свободным электронам плазмы.

В пределе высоких частот внешнего поля, много больших собственных частот колебаний рассматриваемой системы, дисперсионное уравнение (3) принимает вид

$$1 + 2\beta^2 \frac{k^2 c^2}{\omega_0^2} \frac{\delta\varepsilon_e^{(0)} + g_m \delta\varepsilon_m^{(0)}}{\varepsilon_{tr}^{(n)}} = 0,$$

решения которого при, как правило, выполняющихся условиях $\omega_p^2, |\omega_m^2| \ll \Omega^2$ имеют вид

$$\omega_1^2 = \omega_p^2 + 2\beta^2 \frac{k^2 c^2}{\omega_0^2}\omega_p^2, \quad \omega_2^2 = \Omega^2 + \omega_m^2. \tag{9}$$

Из выражений (9) следует, что колебания АМП в этих случаях являются устойчивыми. Последний результат представляет интерес как факт подавления внешним полем неустойчивости собственных колебаний АМП с инкрементом

$$\gamma = |\omega_m|/2,$$

следующей из уравнения (2) для $\omega_p^2 + k^2 c^2 \sim \Omega$ и имеющей место в отсутствие внешнего поля [5]. Однако этот вывод не является общим и имеет место лишь для рассмотренных выше условий.

Автор выражает благодарность Н. Л. Цинцадзе за советы и полезные обсуждения.

Поступила 6 XII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. **Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф.** Электроионизационные лазеры на сжатом углекислом газе.— УФН, 1974, т. 114, с. 213.
2. **Крашенинников С. И., Старых В. В.** Особенность пучковой неустойчивости в слабоионизованной плазме большой плотности.— Физика плазмы, 1977, № 3.
3. **Tsintsadze N. L., Wilhelmsson H.** Instabilities in active molecular plasma.— Physica Scripta II, 1975, vol. 11, N 3.
4. **Rydbeck O. E. H., Hjalmarsson Å.** Wave propagation properties of the molecular electronic plasma.— The Pennsilvania State University. Scient. Rept, 1970, N 359.
5. **Ковтун В. П., Цинцадзе Н. Л.** К вопросу о неустойчивости электромагнитных волн в активной молекулярной среде.— Сообщения АН ГССР, 1977, т. 86, № 2.
6. **Силин В. П.** Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М., Наука, 1973.

УДК 539.196 : 541.182.2/3

О РЕЛАКСАЦИИ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ МОЛЕКУЛ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СМЕСЯХ

В. Н. Файзулаев

(*Москва*)

В связи с проблемой создания низкотемпературных газодинамических лазеров (ГДЛ) и предложениями по использованию частиц аэрозоля в активных средах ГДЛ [1—3] большой интерес представляют исследования релаксационных процессов в колебательно-неравновесных дисперсных системах. В [3] были выяснены основные закономерности колебательной релаксации молекул в таких системах. Однако при этом не рассматривались особенности протекания $V-T$- и $V-V'$-процессов с участием адсорбированных молекул. Цель данной работы — более полное описание кинетики этих процессов и гетерогенной колебательной релаксации молекул в целом [4].

Пусть дисперсная система представляет собой смесь мономеров двух сортов A_1, A_2 и одинаковых по величине комплексов (A_L), состоящих из m_L молекул того же сорта, что и A_2. Состав и другие определяющие параметры гетерогенной смеси будем считать постоянными. Взаимодействием комплексов между собой будем пренебрегать. Это допустимо, если частота столкновений комплексов между собой Z_{LL} в двухфазной системе много меньше частот столкновений их с мономерами Z_{Ln} ($n = 1,\ 2$), т. е.

$$\frac{Z_{LL}}{Z_{Ln}} \sim 4\sqrt{2}\, m_L^{-3/2}\frac{\varkappa_L}{\varkappa_n} \ll 1, \tag{1}$$

где $\varkappa_m$ — относительная концентрация молекул m-компонента в смеси. Взаимодействие мономеров с комплексами будем рассматривать в предположении, что размер частиц и среднее расстояние между ними малы по сравнению с длиной свободного пробега мономеров в газе.

В этих приближениях описание колебательной релаксации молекул в дисперсной системе во многом оказывается сходным с тем, которое обычно используется в случае гомогенных смесей. Основное отличие состоит лишь в том, что в гетерогенных смесях обмен колебательной энергией между различными компонентами может быть обусловлен не только передачей квантов ($V-V'$ - процесс), но и молекул ($M-M'$ - процесс). Возможность молекулярного обмена связана с динамическим характером фазового равновесия, устанавливающегося между компонентами, которые различаются агрегатным состоянием, но одинаковы по сорту молекул.