

вушек для электронов на внешней поверхности окисла никеля нами не обнаружено. Следует подчеркнуть, что речь идет о ловушках, расположенных на внешней поверхности окисла, так как бомбардирующие электроны с энергией около 10 эВ не проникают в глубину окисного слоя, а взаимодействуют только с его поверхностной фазой. По-видимому, определяющим в заряджении поверхности является неупругое взаимодействие бомбардирующих электронов с адсорбированными молекулами. С нашей точки зрения бомбардирующий электрон переводит адсорбированную молекулу CO в возбужденное состояние и захватывается молекулой. Образовавшийся связанный отрицательный возбужденный ион CO при переходе в нейтральную молекулу оставляет затянутый на адсорбционный центр валентный электрон и, теряя связь с поверхностью, десорбируется в виде нейтральной молекулы, заряжая отрицательно поверхность окисла никеля.

Механизм ЭСД молекулы CO₂ связан, по-видимому, с окислением адсорбированных молекул CO при диссоциации адсорбированных молекул кислорода под действием бомбардирующих электронов. В частности, при диссоциации молекул кислорода может образовываться возбужденный и связанный с адсорбционным центром отрицательный ион атома кислорода, который, вступая в реакцию окисления, оставляет электрон, затянутый на адсорбционный центр поверхности, тем самым заряжая поверхность отрицательно.

Авторы благодарны В. Ф. Киселеву за ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Федоров Г. Г. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1982, 23, № 1, с. 60.
[2] Киселев В. Ф., Крылов О. В. Электронные явления в адсорбции и катализе на полупроводниках и диэлектриках. М.: Наука, 1979, с. 50. [3] Царев Б. М. Контактная разность потенциалов и ее влияние на работу электровакуумных приборов. М.: ГИТТЛ, 1955, с. 131.

Поступила в редакцию
23.03.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 6

УДК 534.21

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В КОЛЕБАТЕЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНОМ ГАЗЕ

А. И. Осипов, А. В. Уваров

(кафедра молекулярной физики)

При изучении физических процессов в активных средах газодинамических или проточных газоразрядных лазеров приходится сталкиваться со звуковыми и ударными волнами, распространяющимися в колебательно-неравновесном газе. В неравновесном газе звук может усиливаться за счет превращения избыточной колебательной энергии в энергию звуковой волны. Целью настоящей работы является расчет скорости и поглощения звука в неравновесном газе, в котором средняя колебательная энергия молекул сильно отличается от своего равновесного значения.

В общем виде теория распространения звука в релаксирующих средах была создана Мандельштамом и Леонтовичем [1]. Задача о распространении звука в колебательно-неравновесном газе впервые решалась в [2]. Однако в [2] искусственно разрывались процессы релаксации, накачки и охлаждения системы. В [3] рассмотрено распро-

странение звука в газе с фиксированной колебательной температурой T_0 , превосходящей температуру поступательно-вращательных степеней свободы T , и получено условие усиления звука.

Стационарное состояние неравновесного газа в реальных экспериментах формируется под действием интенсивной накачки во внутренние (колебательные) степени свободы и эффективного теплообмена. Постоянными параметрами в таких условиях являются характеристики накачки и теплоотвода, например интенсивность падающего излучения, коэффициент теплоотдачи и т. д. Поэтому в настоящей работе в отличие от [3] рассмотрен случай, когда распространяющаяся звуковая волна изменяет значения T_0 и T , но не влияет на характеристики накачки и теплообмена.

Рассмотрим газ, в котором стационарное состояние поддерживается накачкой с интенсивностью поглощения за одну молекулу $I(\epsilon_0)$ и эффективным теплоотводом по закону $\alpha S(T-T^*)$, где ϵ_0 — средняя колебательная энергия молекулы, T^* — температура стенок, α — коэффициент теплопередачи, S — площадь поверхности, через которую осуществляется теплоотвод. В стационарных условиях

$$InV = \alpha S(T-T^*), \quad (1)$$

где n — плотность числа частиц, а V — объем системы.

Рассмотрим для простоты невязкий и нетеплопроводный газ.

Уравнения непрерывности, движения и состояния имеют вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(nv) = 0; \quad nm \frac{dv}{dt} = -\nabla p; \quad p = k_B n T, \quad (2)$$

где m — масса молекулы, p — давление, v — скорость, k_B — постоянная Больцмана. Уравнение энергии с учетом накачки и теплоотвода можно записать в форме

$$c \left(\frac{dp}{dt} - \frac{c+1}{\epsilon_0} k_B T \frac{dn}{dt} \right) + n \frac{d\epsilon_0}{dt} = nI - \frac{\alpha S}{V} (T - T^*). \quad (3)$$

При написании (3) учитывалось уравнение состояния и соотношение $d\epsilon = ck_B dT$, где c — теплоемкость поступательно-вращательных степеней свободы при постоянном объеме. Полная система уравнений гидродинамики включает еще релаксационное уравнение для колебательной энергии

$$\frac{d\epsilon_0}{dt} = \frac{\epsilon_{00} - \epsilon_0}{\tau} + I, \quad (4)$$

где ϵ_{00} — равновесная колебательная энергия.

Рассмотрим малые возмущения вида

$$a = a^0 + a' \exp(ikz - i\omega t). \quad (5)$$

Здесь и далее верхним индексом «0» обозначены параметры невозмущенной среды. Введем обозначения

$$R = \frac{V}{S}, \quad \omega_0 = -\frac{\partial I}{\partial \epsilon_0}, \quad \omega_1 = \frac{\alpha}{k_B R n^0}, \quad \omega_2 = \frac{I}{k_B T^0}, \quad x_0 = \omega_0 \tau^0, \quad x_1 = \omega_1 \tau^0, \\ x_2 = \omega_2 \tau^0, \quad x = \omega \tau^0.$$

После подстановки (5) в (2)–(4) получаем дисперсионное уравнение

$$\frac{c+1}{c} \frac{k^2 k_B T}{m \omega^2} = \frac{x^4 + (AA_1 - B - B_1)x^2 + BB_1}{x^4 + (A_1^2 - 2B_1)x^2 + B_1^2} + i \frac{(A_1 B - AB_1)x - (A_1 - A)x^2}{x^4 + (A_1^2 - 2B_1)x^2 + B_1^2}, \quad (6)$$

где

$$A_1 = \frac{1}{c+1} \left(c_v + x_2 T^0 \frac{\partial \ln \tau}{\partial T} - x_2 \frac{\partial \ln \tau}{\partial n} n^0 + x_1 + (1 + x_0)(c + 1) \right),$$

$$B_1 = \frac{1}{c+1} \left(x_1(1 + x_0) + x_0(c_v + x_2 T^0 \frac{\partial \ln \tau}{\partial T} - x_2 n^0 \frac{\partial \ln \tau}{\partial n}) \right),$$

$$A = \frac{1}{c} \left(c_v + x_2 T^0 \frac{\partial \ln \tau}{\partial T} + c(1 + x_0) + x_1 \right),$$

$$B = \frac{1}{c} \left(x_0(c_v + x_2 T^0 \frac{\partial \ln \tau}{\partial T}) + x_1(1 + x_0) \right),$$
(7)

c_v — колебательная теплоемкость молекул ($d\varepsilon_{v0} = c_v k_B dT$). При написании (7) учитывалось, что $\varepsilon_v^0 - \varepsilon_{v0}^0 = I\tau^0$. Дисперсионное уравнение (6)

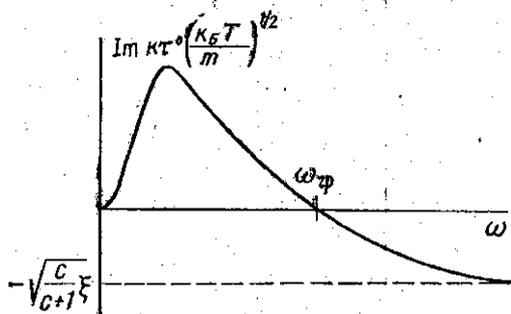


Рис. 1. Зависимость $\text{Im } k \cdot \tau^0 \left(\frac{k_B T}{m} \right)^{1/2}$ от частоты ω для случая $\frac{(c+q)I\tau^0}{k_B T} > c_v + \frac{\alpha\tau^0}{Rn^0 k_B}$ ($\xi > 0$). Граничная частота $\omega_{\text{гр}} = \frac{1}{\tau^0} \left(\frac{A_1 B - A B_1}{A_1 - A} \right)^{1/2}$

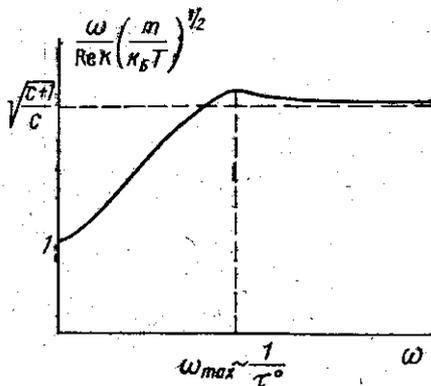


Рис. 2. Зависимость $\frac{\omega}{\text{Re } k} \left(\frac{m}{k_B T} \right)^{1/2}$ от частоты ω для случая $\frac{(c+q)I\tau^0}{k_B T} > c_v$ ($\xi > -\xi_0$)

является обобщением известного уравнения релаксационной теории [4] и переходит в последнее при $\alpha=0$ и $I=0$. Из рассмотрения уравнения (6) видно, что при $x^2 = \frac{A_1 B - A B_1}{A_1 - A}$ в системе нет поглощения звука. Это условие делит весь диапазон частот на две области. В одной из них происходит усиление, а в другой — поглощение звука. Анализ показывает, что усиление возможно при $A_1 - A > 0$. Если учесть, что τ определяется формулой Ландау—Теллера $\tau = \frac{1}{n} \exp(\beta T^{-1/3})$ [5], и обозначить $q = \beta T^{-1/3}/3$, а $\xi = (A_1 - A)/2$, то для ξ получается выражение

$$\xi = \frac{(c+q)x_2 - x_1 - c_v}{2c(c+1)}. \quad (8)$$

Условие усиления звука $\xi > 0$ имеет ясный физический смысл. Усиление

звука возможно, если за период звуковой волны приток энергии извне $\left(\frac{(c+q)x_2 - x_1}{2c(c+1)}\right)$ будет превышать потери при релаксации $\left(\frac{c_v}{2c(c+1)}\right)$.

Общий анализ (6) достаточно сложен, однако в большинстве случаев $x_1 \ll 1$. Зависимость $\omega/Re k$ от ω при $x_1 \ll 1$ определяется параметром ξ . При $\xi < -\xi_0$ ($\xi_0 = \frac{x_1}{2c(c+1)}$) кривая $|\omega/Re k|$ всюду имеет положительную производную (как и при распространении звука по первоначально равновесному газу). В случае $\xi > -\xi_0$ кривая $\omega/Re k$ проходит через максимум при $x \sim 1$, но отклонение от высокочастотной асимптоты в максимуме — первого порядка малости (рис. 2). Мнимая часть $Im k$ при $\xi < 0$ всюду положительна, что соответствует поглощению звука и аналогично равновесному случаю. При $\xi > 0$ возможно усиление звука (рис. 1).

Условие $\xi > 0$ при фиксированной накачке I лучше выполняется для молекул с большими колебательными квантами и сильной температурной зависимостью времени колебательной релаксации, поскольку в этом случае $(c+q)x_2 - x_1$ велико, а c_v — мало. Для CO при $p^0 = 100$ Тор, $T^0 = 500$ К, $T^* = 300$ К, $T_v = 700$ К, $Im k = 10^{-4}$ см $^{-1}$. Укажем для сравнения, что коэффициент усиления ИК излучения в CO-лазере порядка 10^{-3} см $^{-1}$ [5]. Отметим также, что в рассматриваемом примере коэффициент усиления звука превосходит коэффициент поглощения (при отсутствии накачки) примерно в 10 раз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Мандельштам Л. И., Леонтович М. А. ЖЭТФ, 1937, 7, с. 438.
[2] Вауер Н. J., Bass Н. E. Phys. Fluids, 1973, 16, р. 988. [3] Коган Е. Я., Мальнев В. Н. ЖТФ, 1977, 47, с. 653. [4] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963, с. 394. [5] Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелейин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию
28.03.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 6

УДК 551.436.13

ОПИСАНИЕ ПРОФИЛЯ ОСРЕДНЕННЫХ СКОРОСТЕЙ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ СЛАБЫХ РАСТВОРОВ ПОЛИМЕРОВ ОДНОПАРАМЕТРИЧЕСКИМИ УРАВНЕНИЯМИ

В. П. Петров, В. И. Сугрей, Ю. Л. Щевьев

(кафедра физики моря и вод суши)

Самой распространенной формой движения жидкостей и газов являются турбулентные течения. С развитием современной технологии скорости жидкостей и газов в различных машинах и установках существенно возросли. В связи с этим возникла необходимость в разработке способов снижения гидравлических потерь. К повышению локальной устойчивости пристеночных потоков приводит добавка слабых растворов высокомолекулярных веществ (полимеров). Уменьшение коэффициента сопротивления жидкости вызывает, согласно работам [1—5], утолщение вязкого подслоя и изменение наклона профиля осредненных скоростей, построенного в полулогарифмических координатах. Для опи-