

ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ПОЛЯ НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД
ГАЗ - ЖИДКОСТЬ

Л. И. Гудзенко, Т. М. Махвиладзе, М. Е. Сарычев

УДК 533; 621.375.82

Показано, что под действием резонансного облучения может происходить эффективное изменение критических параметров и области сосуществования системы газ - жидкость.

В настоящей работе рассмотрен фазовый переход газ - жидкость при воздействии на среду квазинепрерывного лазерного импульса с частотой, резонансной переходу атомов или молекул с основного электронного уровня на возбужденный. Воздействие излучения приводит к сильным изменениям уравнения состояния газа, так как энергия притяжения между возбужденными частицами (атомами или молекулами), а также между возбужденными и невозбужденными частицами, может значительно отличаться от энергии взаимодействия частиц, находящихся в основном состоянии. Эффективное притяжение между частицами оказывается зависящим от интенсивности I внешнего поля, что приводит к изменению формы кривой сосуществования и критических параметров - температуры T_K и давления P_K .

Вычисление свободной энергии F для частиц с парными потенциалами взаимодействия $u(r)$ - в основных состояниях, $g(r)$ - в возбужденных и $q(r)$ - когда частицы находятся в разных состояниях ($u(r) = g(r) = q(r) = 0$ при $r \geq r_1$; $u(r) = -\bar{u}_0$, $g(r) = -\bar{g}_0$, $q(r) = -\bar{q}_0$ при $r_0 \leq r < r_1$; $u(r) = g(r) = q(r) = +\infty$ при $r \leq r_0$; \bar{u}_0 , \bar{g}_0 , \bar{q}_0 - средние глубины ям притяжения) в приближении молекулярного поля приводит к результату

$$\begin{aligned}
 -\beta F = N + \frac{3}{2} N \ln \frac{mkT}{2\pi\hbar} + \frac{1}{2} \beta N \rho \omega (\varphi_0 + 2s\bar{f}_0 + s^2\psi_0) + \\
 + N \ln \frac{1 - \rho v_0}{\rho}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $\beta = 1/kT$, m - масса атома, $\rho = N/V$ - плотность, $\bar{r}_0 = \frac{1}{4} \times$
 $\times (\bar{\epsilon}_0 - \bar{u}_0)$, $\varphi_0 = \frac{1}{4} (\bar{\epsilon}_0 + \bar{u}_0 + 2\bar{q}_0)$, $\psi_0 = \frac{1}{4} (\bar{\epsilon}_0 \cdot \bar{u}_0 - \bar{r}_0\bar{q}_0)$,
 $\omega = \frac{4}{3} \pi r_1^3$, $v_0 = \frac{16}{3} \pi r_1^3$ - эффективные объемы сфер притяжения и
отталкивания. Входящий в (1) параметр s , имеющий смысл средней
разности заселенностей на верхнем и нижнем уровнях на одну части-
цу ($|s| \leq 1$), в случае квазистатистического когерентного возбуждения
равен

$$s = \frac{w^{eq}}{1 + 2\sigma T_1 \cdot T} \quad (2)$$

где w^{eq} - равновесная разность заселенностей, T_1 - время продоль-
ной релаксации, σ - сечение резонансного поглощения. Из (1), (2)
следует уравнение состояния газа (здесь P - давление)

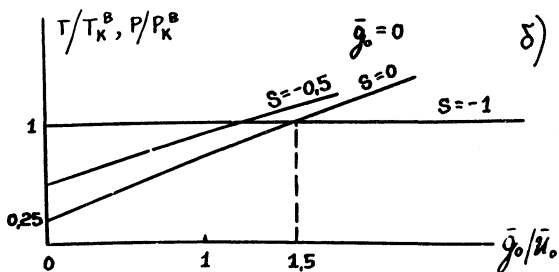
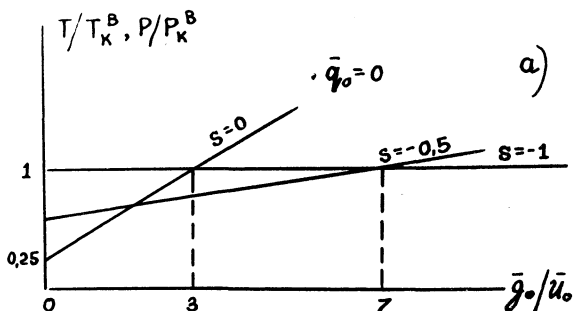
$$\beta P = -\frac{1}{2} \beta \omega \rho^2 (\varphi_0 + 2f_0 s + s^2 \psi_0) + \frac{\rho^2}{1 - \rho v_0} \quad (3)$$

Согласно (3), отношения критических параметров системы, находя-
щейся в поле излучения, к их вандерваальсовым значениям равны
(рис.1)

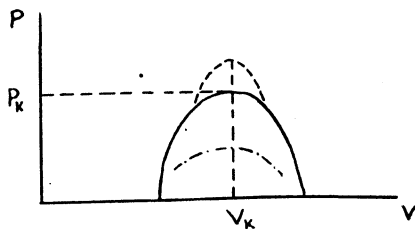
$$\frac{T_k^B}{T_k} = \frac{P_k^B}{P_k} = \frac{1}{4} \left[1 + \frac{\bar{\epsilon}_0}{\bar{u}_0} + \frac{2\bar{q}_0}{\bar{u}_0} - 2s \left(1 - \frac{\bar{\epsilon}_0}{\bar{u}_0} \right) + s^2 \left(1 + \frac{\bar{\epsilon}_0}{\bar{u}_0} - \frac{2\bar{q}_0}{\bar{u}_0} \right) \right].$$

В насыщающих полях $I \gg I_s = (2\sigma T_1)^{-1}$ имеем: $T_k/T_k^B = P_k/P_k^B =$
 $= \frac{1}{4} \left[1 + \frac{\bar{\epsilon}_0 + 2\bar{q}_0}{\bar{u}_0} \right]$. При $\bar{\epsilon}_0 + 2\bar{q}_0 > 3\bar{u}_0$ имеет место подъем ($T_k > T_k^B$)

области сосуществования двух фаз, как схематически показано
на рис.2 пунктиром. В этом случае фазовый переход (газ - возбуж-
денная жидкость) может идти при таких значениях термодинамических
параметров, при которых обычная конденсация в отсутствие излуче-
ния не происходит. Если $\bar{\epsilon}_0 + 2\bar{q}_0 < 3\bar{u}_0$, то $T_k < T_k^B$ (штрих - пунк-
тир на рис.2). В этом случае фазовый переход подавляется излуче-
нием. Следует отметить, однако, что использование насыщающих по-
лей в данном случае непелесообразно из-за интенсивного тепловы-
деления. Рассмотрим более реальный случай полей, далеких от на-
сыщения ($I \ll I_s$). При таких полях эффект определяется только
взаимодействием возбужденных частиц с невозбужденными



Р и с.1. Критические параметры системы в зависимости от характеристик потенциалов притяжения



Р и с.2. Изменение области сосуществования под действием излучения

$$\frac{T_k - T_k^B}{T_k^B} = \frac{P_k - P_k^B}{P_k^B} = \left(\frac{\bar{q}_0}{\bar{u}_0} - 1 \right) \frac{I}{I_s}. \quad (4)$$

Для наблюдения эффекта удобно использовать атомарные газы в состоянии с термодинамическими параметрами, близкими к критическим, и $\bar{q}_0 \gg \bar{u}_0$, например, Хе ($\bar{q}_0/\bar{u}_0 \sim 10 \div 20$), Аг ($\bar{q}_0/\bar{u}_0 \sim 133$), Не ($\bar{q}_0/\bar{u}_0 \sim 800$). Для инертных газов в случае разрешенных переходов $\sigma \sim (10^{-13} \div 10^{-15}) \text{ см}^2$, $T_I \sim (10^{-8} \div 10^{-10}) \text{ сек}$, что для насыщающего поля дает $I_s \sim (10^3 \div 10^6) \text{ ватт/см}^2$. Существенно, что эффект можно наблюдать уже в сравнительно слабых полях. Например, для Аг при $I/I_s \sim 10^{-4}$ имеем $T_k - T_k^B \approx 3^\circ$. Оценки показывают, что разогрев за счет эффекта Пеннинга при длительностях облучения $\sim 10^{-4}$ сек в аргоне и $\sim 10^{-2}$ сек в гелии невелик по сравнению со смещением критической температуры.

В заключение отметим, что в работе /I/ сообщается о наблюдении фотоконденсации в Йоде, облучаемом светом от ртутной лампы. На основании данных, приводимых в /I/, можно полагать, что этот эффект, по-видимому, не связан с обсуждаемым здесь механизмом фотоконденсации.

Поступила в редакцию
4 ноября 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. А. Безуглый, В. А. Галашин, Г. Я. Дудин. Письма в ЖЭТФ, 22, № 2, 76 (1975).