

ПОЗИТРОННЫЕ КЛАСТЕРЫ В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ

А.Г.Храпан, И.Т.Якубов

Показана возможность кластеризации тепловых позитронов в плотных газах. Область существования этих автолокализованных состояний примыкает к кривой сосуществования "газ-жидкость" со стороны более высоких температур. Получено выражение для "критической" температуры явления кластеризации.

Явление аннигиляции позитронов в среде привлекает большое внимание [1]. В разреженных газах скорость аннигиляции λ_e пропорциональна плотности газа N . Однако в плотных газах увеличение N может привести к скачкообразному росту λ_e . В He и Ar λ_e скачкообразно достигало значений, близких к тем, которые наблюдаются в жидкости [2,3]. Это связывается с повышением плотности атомов вокруг позитрона – либо благодаря поляризации среды, либо в результате химической связи. Оценки, сделанные в [2, 3], не подтверждают эти предположения.

В данной работе показано существование позитронных кластеров в He и Ar. Они представляют собою автолокализованные состояния флуктуонного типа [4], подобные "пузырькам" в He [5] и электронным кластерам в Xe [6]. Возникновение именно кластеров (а не пузырьков, как при локализации электронов в He) обусловлено тем, что длина рассеяния L на атомах всех инертных газов отрицательна, т. е. преобладают силы притяжения. Область существования кластеров ограничена своей "критической" температурой. Ее экспериментальное обнаружение представило бы несомненный интерес.

Предположим, что локализация позитронов e^+ в кластеры возможна. Тогда отношение числа свободных e^+ к числу локализованных пропорционально $\exp(\beta\Delta F)$, где ΔF — изменение свободной энергии при локализации одного позитрона; $\beta = 1/T$. $\beta\Delta F = -\beta\epsilon + \Delta S$, где ϵ — энергия связи e^+ , ΔS — изменение энтропии газа. Все основные эффекты вытекают из простой модели: 1) взаимодействие с атомом описывается псевдо-потенциалом Ферми с длиной рассеяния L ; 2) для ΔS используется приближение решеточного газа с учетом межатомного притяжения (константы b и a); 3) e^+ локализуется в сферическом объеме радиуса R , равномерно заполненном атомами с максимально возможной плотностью равной $1/b$. Для этой модели

$$\beta\Delta F = \pi^2\lambda_\beta^2 R^{-2} + 4\pi L\lambda_\beta^2 n + \frac{4\pi}{3}R^3 \left[b^{-1} \ln \frac{1}{1-nb} - an^2 \right]. \quad (1)$$

Первое слагаемое в (1) — кинетическая энергия, второе — потенциальная, $\lambda_\beta = \hbar/\sqrt{2mT}$, $n = b^{-1} - N$ — избыточная плотность атомов в кластере.

Область, где большая часть позитронов локализована, ограничена кривой $N_K(T_K)$, определяемой системой уравнений: $\partial\Delta F/\partial R = 0$, $\Delta F = 0$. Решая ее получаем $N_K(T_K)$ (или $T_K(N_K)$) и размер оптимальных кластеров R_K :

$$\frac{T_K}{T_c} = - \frac{(1 - N_K b)^2}{\ln N_K b} \left[\frac{a}{b T_c} + c \frac{|L|^{5/2} \lambda_c^2}{b^{3/2}} \sqrt{1 - N_K b} \right],$$

$$R_K = \sqrt{\frac{5\pi}{12|L|} \left(\frac{1}{b} - N_K \right)^{-1}}. \quad (2)$$

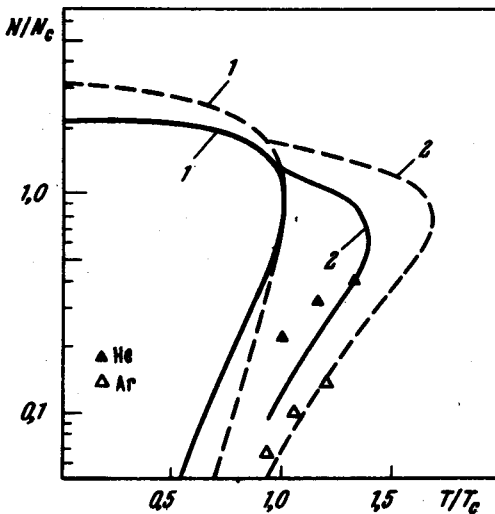
где $c = 16(3/5)^{5/2} \pi^{-3/2}$, $\lambda_c = \hbar/\sqrt{2mT_c}$, T_c — критическая температура. Область существования кластеров ограничена, естественно, как со стороны низких N , так и со стороны высоких. Она примыкает к двухфазной области газа, имея "критическую" температуру $T^* > T_c$. С достаточной точностью

$$\frac{T^*}{T_c} \approx 0,41 \left(\frac{a}{b T_c} + 0,85c |L|^{5/2} \lambda_c^2 b^{-3/2} \right) \quad N^* \approx 0,28b^{-1}. \quad (3)$$

Полученные результаты справедливы лишь для протяженных кластеров, число атомов в которых велико, плотность близка к плотноупакованной а именно, при выполнении условий

$$|L| \ll R, (4\pi/3)R^3/b \gg 1, 1-Nb \ll Nb \exp[3L\lambda^2/R^3 - 2a\beta(1-Nb)/b]. \quad (4)$$

Выполним оценки для Ar и Ne. Константы a и b решеточного газа выражаем через N_c и T_c ($b = (2N_c)^{-1}$, $a = T_c/N_c$). Примем $L_{Ar} = -3,5a$ (согласно [7] $-3 \geq L_{Ar} \geq -4a_0$), $L_{Ne} = -0,6a_0$ [8]. Это дает для Ar $T^* = 1,6T_c$, т. е. имеется достаточно широкая область существования кластеров. В Ne T^* практически совпадает с T_c и, следовательно, кластеры могут существовать лишь в очень узкой области. И действительно, в [3] никаких аномалий скорости аннигиляции в Ne не наблюдалось.



1 - Кривые сосуществования фаз,
2 - кривые кластеризации $N_K(T_K)$,
сплошные - Ne, пунктир - Ar. Точки - эксперимент [2, 3]

Для количественного сопоставления с экспериментом были проведены вычисления, исходя из более точных соотношений, нежели (1)

$$\Delta F = \frac{1}{2} \int |\nabla \psi|^2 d\tau + \int \tilde{V}(\tau) n(\tau) d\tau + \Delta F_g \{n(\tau)\} \quad (5)$$

$\psi(\tau)$ - волновая функция позитрона в кластере, $\tilde{V}(\tau) = \int d\tau' V(\tau - \tau') |\psi(\tau')|^2$ - "псевдопотенциал" взаимодействия e^+ с атомом. В [6] в предположениях, оправданных и для данной задачи, $\tilde{V}(\tau)$ был получен с учетом короткодействующего и поляризационного взаимодействия (в (1) счита-

лось $a/a_0 R|L| \ll 1$, a – поляризуемость атома). $n(r)$ – локальное значение n . ΔF_g – изменение свободной энергии среды при флуктуации $n(r)$. ΔF сначала варьируется по $n(r)$, а затем по $\psi(r)$ на некотором классе пробных функций.

Процедура вычислений близка к [6]. Отметим отличия. ΔF_g записывалось для вандерваальсовской модели с экспериментальными a и b : для Ag $a = 4 \cdot 10^{-36}$ эрг \cdot см³, $b = 4,5 \cdot 10^{-23}$ см³; для He $b = 2,4 \cdot 10^{-23}$ см³, a существенным образом зависит от плотности $a(N) = 8,4 \cdot 10^{-38} \times (1 - 4,3 \cdot 10^{-46} N^2)$ эрг \cdot см³ [9]. В Ag существенна поляризация атомов в кластере, что учтено заменой L на $L[1 + (8\pi/3)a(n + N)]^{-1}$. На рисунке результаты вычислений сопоставлены с экспериментом (для He $L = -0,44a_0$ [10]).

Укажем некоторые характеристики позитронных кластеров. В He при $T = 7$ К они имеют размер $\sim 25a_0$ и состоят из ~ 300 атомов, энергия связи составляет $\sim 0,1$ эв. Плотность в кластере близка к $2,5N_c$, т. е. соответствует плотности жидкости. Учет поверхностных эффектов мог бы изменить область, ограниченную кривой $N_K(T_K)$, в первую очередь, на ее нижней ветви.

Мы полагаем, что расширение по температуре области измерения времен аннигиляции медленных позитронов позволит обнаружить существование "критической" температуры T^* . Для тяжелых инертных газов (Kr, Xe) значение T^*/T_c должно быть большим, чем в Ag.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 марта 1976 г.

Литература

- [1] В.И.Гольданский. Физическая химия позитрона и позитрония. М., изд. Наука, 1968.
- [2] D.F.Canter, J.D.McNutt, L.O.Roellig. Phys. Rev., 12A, 375, 1975.
- [3] K.F.Canter, L.O.Roellig. Phys. Rev., 12A, 386, 1975.
- [4] М.А.Кривоглаз. УФН, 111, 617, 1973.
- [5] J.L.Levine, T.M.Sanders. Phys. Rev., 154, 138, 1967.
- [6] А.Г.Храпак, И.Т.Якубов. ЖЭТФ, 69, 2042, 1975.
- [7] S.Hara, P.A.Fraser. J. Phys., 8B, 219, 1975.
- [8] В.Н.Brandsen, P.K.Hutt. J. Phys., 8B, 603, 1975.
- [9] R.W.Hill, O.V.Lounasmaa. Phil. Trans. Roy. Soc., 252A, 358, 1960.
- [10] В.А.Р.Р. Page. J. Phys., 9B, 67, 1976.