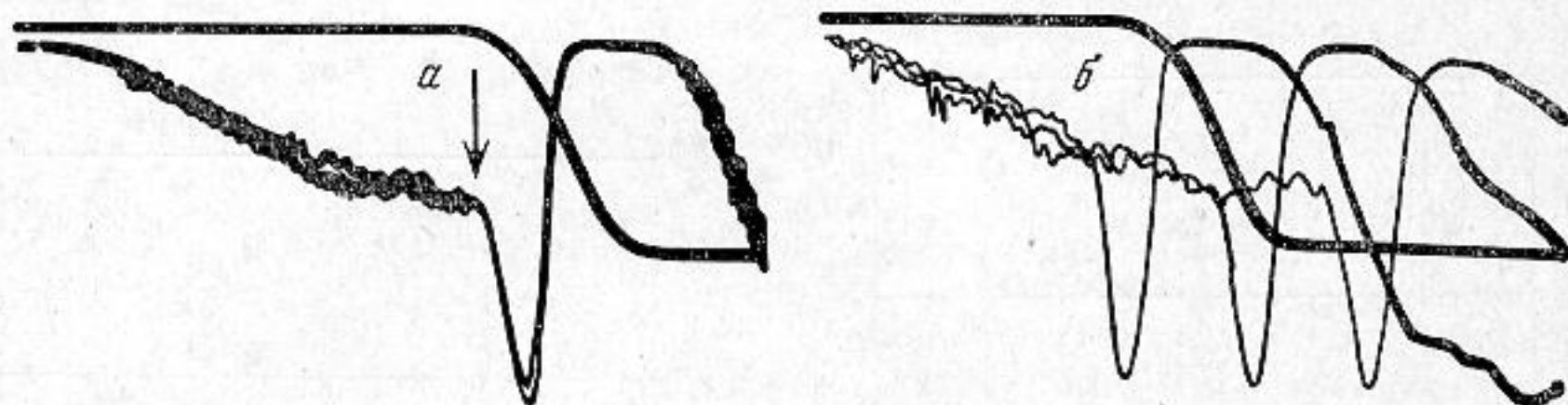


ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ДАВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТИ

П. А. Павлов, В. П. Скрипов

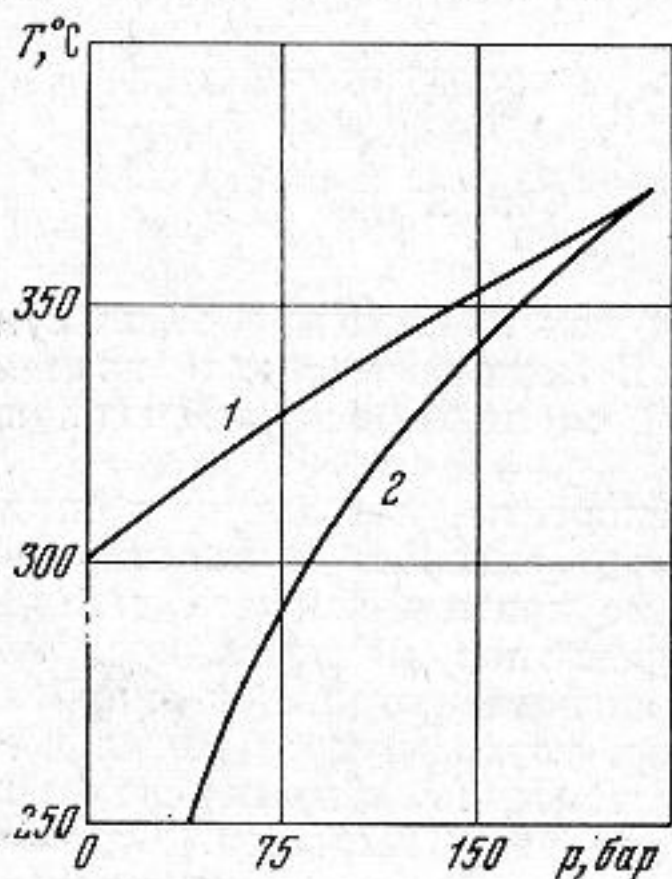
В практике измерения давления в чистых жидкостях часто используется зависимость определенной физической величины от давления p . Например, известен способ измерения, основанный на зависимости коэффициента преломления от p . Заманчивым представляется использовать связь температуры насыщенных паров T_s с дав-



Фиг. 1

лением. Возможен способ измерения: тонкая, разогреваемая электрическим током проволочка погружена в жидкость с неизвестным давлением. Начало кипения соответствует температуре $T = T_s$. Давление находится из известной связи $T_s = T_s(p)$.

Однако, как показывает опыт, кипение в объеме обычно начинается при $T > T_s$. Для активации центров кипения необходим некоторый перегрев, который определя-



Фиг. 2

ется размером имеющихся на проволочке готовых центров кипения. Спектр образующихся на них пузырьков зависит от способа приготовления жидкости и проволочки. Поэтому зависимость $T(p)$ оказывается неоднозначной.

Значительно более определенной является зависимость предельного перегрева жидкости от давления [1]. При достаточно высоком перегреве начинают возникать зародыши пара флюктуационного происхождения. Частота возникновения таких центров J ($\text{см}^{-3}\text{сек}^{-1}$) зависит от T , p и индивидуальных теплофизических свойств жидкости [2]. Частота флюктуационного образования зародышей очень резко зависит от температуры. При изменении T на один градус J изменяется на 2 ÷ 3 порядка. Поэтому при достижении температуры предельного перегрева жидкость взрывообразно переходит в пар. Нужно только обеспечить такой режим нагревания, при котором готовые центры кипения не препятствуют перегреву жидкости до температуры интенсивного спонтанного зародышеобразования T^* . Однозначная зависимость $T^*(p)$ позволяет определить величину p по измеряемой температуре T^* .

Для экспериментальной проверки возможности такого способа измерения абсолютного давления была изготовлена установка. На тонкую платиновую проволочку (диаметром 0,02, длиной ~ 10 мм) подается мощный прямоугольный импульс тока длительностью $\tau = 30 \div 100$ мксек. Под конец импульса проволочка разогревается до температуры T^* . За время τ пузырьки, растущие на готовых центрах, не успевают покрыть заметную часть поверхности проволочки. Жидкость в пристеночном слое прогревается до температуры проволочки. Основной массив жидкости остается при этом холодным. В момент взрывного фазового перехода ($T = T^*$) резко меняется тепловой режим проволочки. Это вызывает возмущение ее температуры. С помощью электронной схемы [3] можно измерить сопротивление проволочки $r(T)$ в момент взрывного вскипания, а по отношению $r(T^*) / r(0)$ — ее температуру.

На фиг. 1, а показана типичная осциллограмма момента взрывного вскипания диэтилового эфира ($\tau = 100$ мксек). На одном кадре наложено три сигнала о вскипании с трех последующих импульсов разогрева. Первый луч осциллографа рисует температурное возмущение, вызванное взрывным вскипанием (стрелкой отмечено начало бурного флюктуационного зародышеобразования). Второй луч дает температурную метку (на фиг. 1, а центр ступеньки соответствует температуре проволочки $167,5 \pm 0,5^\circ$). В пределах развертки осциллографа сохраняется почти линейная зависимость температуры проволочки от горизонтальной координаты. На фиг. 1, б представлена фотография с экрана осциллографа, когда быстро сбрасывается давление на жидкость. Зафиксированы $p = 21,5; 24,0; 26,5$ бар. С уменьшением давления возмущение, вносимое взрывным вскипанием, сдвигается влево (вскипание про-

исходит при меньшей температуре). Зависимость $T^*(p)$ можно снять в статических условиях, измеряя давление обычным манометром. На фиг. 2 показана зависимость $T^*(p)$ для воды (1). Здесь же приводится температура насыщенных паров T_s (2).

Связь $T^* = T^*(p)$ сохраняется при переменном давлении. Инерционность устройства определяется характерным временем развития взрывного вскипания (τ_0). Численные расчеты с привлечением теории спонтанного зародышеобразования показали, что это время $\tau_0 \sim (10^{-2} \div 10^{-3}) \cdot \tau$. Только на таком временном участке давление определяет кинетику взрывного вскипания. Предыдущий временной ход давления практически не сказывается на T^* . Поэтому ошибка в измерении определяется тем, как сильно изменяется давление за промежуток $\tau_0 \sim 0,1$ мсек.

Выражение $T^*(p)$ имеет смысл только для давления меньше критического p_k (у воды $p_k = 221$ бар). Рассмотренный способ измерения удобен при изучении давления в определенный момент времени, когда подачу разогревающего импульса тока можно синхронизировать с интересующей фазой процесса. Допустимая частота следования импульса разогрева ~ 10 гц. (К приходу очередного импульса проволока должна охладиться до температуры $T < T_s$.)

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Скрипов, Г. В. Ермаков. Зависимость предельного перегрева жидкостей от давления. Ж. физ. хим., 1964, 38, 2, 396—404.
2. Я. Б. Зельдович. К теории образования новой фазы. Кавитация. Ж. эксп. и теор. физ., 1942, 12, 11—12, 525—538.
3. П. А. Павлов, В. П. Скрипов. Влияние электрического поля на вскипание при ударном режиме. Тр. Уральск. политехнич. ин-та, Атом. и молек. физ., Свердловск, 1969, 172, 134—138.

Уральский политехнический институт
Свердловск

Поступило в редакцию
13 января 1969 г.

УДК 534.286-8

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ И ТРАНСЛЯЦИОННОЙ ДИСПЕРСИИ В ПАРАХ БЕНЗОЛА

В. И. Сергина

Ниже сообщаются результаты измерений скорости распространения и коэффициента поглощения ультразвука в парах бензола при температурах 30,5 и 96,5° в интервале от 1 до $3 \cdot 10^4$ Мгц/атм.

Измерения проведены методом акустического интерферометра [1, 2] на резонансной частоте кварца 0,513 Мгц. Рабочая камера, детали интерферометра и систем вакуумирования и заполнения выполнены из нержавеющей стали и фторопласта, что гарантирует чистоту объекта исследования в процессе эксперимента. Исследуемое вещество — бензол марки ЧДА подвергался дополнительной очистке и имел основные параметры d_4^{20} , n_D^{20} и $t_{кип}$ (при 760 мм рт. ст.), близкие к табличным.

Термостатирование камеры с исследуемым веществом осуществлялось воздушным термостатом и терморегулятором «Эра» с точностью 0,1°. Температура измерялась хромель-капельной термопарой, включенной в цепь потенциометра Р-306 с гальванометром М-95.

Максимальная ошибка в измерении скорости ультразвука, оцениваемая по разбросу экспериментальных данных, увеличивается с 0,25% при $f/p = 1$ Мгц/атм до 0,5% при $f/p = 100$ Мгц/атм, затем, начиная с $f/p = 10^3$ Мгц/атм, становится равной 2,5%. Максимальная ошибка в измерении коэффициента поглощения составляет $5 \div 10\%$ до 100 Мгц/атм и уменьшается до 5% при более высоких значениях f/p .

На фиг. 1 и 2 приведены результаты измерений соответственно скорости и поглощения ультразвука в парах бензола: 1 — при 30,5°; 2 — 96,5°; 3, 4 — данные работ [3, 4], в которых приводятся результаты измерения скорости и коэффициента поглощения в парах бензола при 30° в диапазоне $2 \div 100$ Мгц/атм. Указанный диапазон характеризуется проявлением колебательной релаксации всех внутренних степеней свободы с одним временем. Центр релаксации $(f/p)_D$, определяемый как коор-

дината, отвечающая скорости $= \sqrt{\frac{c_0^2 + c_\infty^2}{2}}$, равен 10,3 Мгц/атм. Полученные данные при 30,5° находятся в удовлетворительном согласии с результатами [3, 4].

Аналогичные измерения, проведенные нами при температуре 96,5°, показали, что область колебательной релаксации при 96,5° в пределах ошибок опыта практически совпадает с областью колебательной релаксации при 30,5°, центр релаксации $(f/p)_D$ при 96,5° равен 10,5 Мгц/атм.

Начиная с 200—250 Мгц/атм по значениям как скорости, так и поглощения, начинается вторая дисперсионная область, которую, по-видимому, можно интерпрети-