



сти к ртути при ее изотермическом сжатии? Поступим следующим образом (см. рисунок).

После окончания изотермического сжатия подвергнем жидкость небольшому *адиабатическому* сжатию, т.е. увеличим давление на Δp без подвода тепла. При этом температура жидкости изменится на ΔT . Увеличится температура или уменьшится, т.е. знак ΔT , мы выясним позже, а сейчас заметим, что этот знак очевидным образом связан с тем, подводили мы тепло или отбирали при изотермическом сжатии. Действительно, если для поддержания постоянной температуры мы были вынуждены тепло отбирать, то после того, как мы перестанем это делать, жидкость будет нагреваться ($\Delta T > 0$). (Именно так, как мы увидим, обстоит дело для большинства жидкостей. Это может быть не так только для самой необычной жидкости — для воды.) Следующим шагом изотермически (при температуре $T + \Delta T$) уменьшим давление до значения, чуть большего p_0 , после чего адиабатически вернем жидкость в начальное состояние.

Получившийся цикл Карно, хотя и изображен на рисунке сильно растянутым по горизонтали (на самом деле все линии на графике почти вертикальны), имеет вид узкой полоски. Работа δA в цикле равна площади этой полоски. Проведем из двух вершин цикла два горизонтальных отрезка — две изоба-

ры при давлениях p_0 и p . Площадь заштрихованной на рисунке фигуры, состоящей из двух изотерм и двух изобар, практически равна площади нашего цикла Карно. Сосчитать эту площадь нетрудно: она равна произведению $p - p_0$ на ΔV , а изменение объема, вызванное изменением температуры жидкости на ΔT при постоянном давлении, может быть выражено через обычный коэффициент теплового расширения α :

$$\frac{\Delta V}{V} = \alpha \Delta T.$$

Это соотношение позволит нам не только вычислить ΔV , но и выяснить, когда ΔT положительно, а когда отрицательно. Так, если коэффициент теплового расширения положителен (что верно для большинства нормальных жидкостей), то $\Delta T > 0$, значит, при изотермическом сжатии тепло у жидкости надо забирать, а при адиабатическом сжатии жидкость нагревается. Если же коэффициент теплового расширения отрицателен (как для воды в интервале от 0 до 4 °С), то при адиабатическом сжатии жидкость охлаждается, а при изотермическом — поглощает тепло.

Перейдем к расчетам. Работа за цикл равна

$$\delta A = (p - p_0)\Delta V = (p - p_0)\alpha V \Delta T.$$

Подставим это выражение в формулу для КПД цикла Карно и запишем теорему Карно:

$$\frac{(p - p_0)\alpha V \Delta T}{Q} = \frac{\Delta T}{T},$$

откуда получим, что количество теплоты, отобранное у жидкости при изотермическом сжатии, равно

$$Q = (p - p_0)\alpha V T = \frac{\alpha T (p - p_0)}{\rho} m.$$

Сделаем численные оценки. Для ртути $\alpha \approx 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ (при температуре 300 К), т.е. при изотермическом сжатии до $p = 2$ атм от 1 кг ртути надо забрать примерно 0,4 Дж тепла. (Если тепло не отводить, т.е. увеличивать давление адиабатически, то ртуть нагреется примерно на 0,003 К, так как удельная теплоемкость ртути 138 Дж/кг.) Сравнивая с работой, которая совершается при сжатии ртути до 2 атм, видим, что работа в 10^4 раз меньше отбираемого количества теплоты. Это же самое верно и для изменения внутренней энергии: при изотермическом сжатии изменение внутренней энергии

$$\Delta U = -\frac{\alpha T (p - p_0)}{\rho} m$$

на несколько порядков больше работы по сжатию жидкости. Вспомним, что при изотермическом сжатии идеального газа $\Delta U = 0$, а работа равна подведенному количеству теплоты.

При каких же давлениях можно ожидать значительного изменения структуры и свойств жидкостей и качественно нового ее поведения? Оценим, при каких давлениях изменение внутренней энергии будет равно потенциальной энергии взаимодействия атомов 1 кг ртути, которую будем считать равной удельной теплоте испарения r . Для ртути $r \approx 3 \cdot 10^5$ Дж/кг, поэтому равенство $\Delta U = r$ наступит при давлении $p \sim 10^6$ атм. В современных прессах удастся достичь давлений в несколько десятков тысяч атмосфер, причем в достаточно больших объемах вещества, когда можно производить тщательное исследование свойств этого вещества. Рекордных же давлений в миллионы атмосфер, к которым, как теперь понятно, не зря стремятся ученые, сегодня удастся достичь лишь на короткое время и в ничтожных объемах вещества — на кончике алмазной иглы.

Дорогие читатели!

Мы надеемся, что вы не забудете подписаться на наш журнал на первое полугодие 1999 года. Наш подписной индекс 70465.

Оформить подписку можно и в помещении редакции — это избавит вас от возможных недоразумений, связанных с доставкой через почту.

В редакции можно также приобрести журналы «Квант» и Приложения к ним за прошлые годы.

Наш адрес: 117296 Москва, Ленинский проспект, 64А, редакция журнала «Квант». Телефон: 930-56-48.

Мы ждем вас ежедневно с понедельника по пятницу с 11 до 16 часов. Звоните и приходите!