

03

© 1991 г.

КОНДЕНСАЦИОННАЯ ОЧИСТКА СМЕСИ ПАРОВ ОТ ПАРА ПРИМЕСНОГО ВЕЩЕСТВА

А. П. Гринин, Ф. М. Куни, А. А. Мелихов, Ю. В. Трофимов

Исследован процесс конденсационной очистки — тонкой очистки смеси паров от пара примесного вещества на основе явления объемной конденсации. Вскрыта роль эффекта выделения теплоты конденсации в этом процессе. Дана формулировка термодинамических предпосылок конденсационной очистки и управления созданием метастабильности очищаемой смеси паров.

Введение

Настоящая работа посвящена описанию исследования процесса тонкой очистки смеси паров от пара примесного вещества, осуществляемого на основе рассмотренного в [1] явления объемной конденсации в динамических условиях, в которых зарождение и рост стабильной фазы происходят при самом создании метастабильности исходной фазы.

Этот процесс назовем кратко конденсационной очисткой. Эффективность его обусловлена тем, что он идет во всем объеме смеси паров, а не через границы объема, как при поверхностном разделении [2] веществ.

Выявление роли эффекта выделения теплоты конденсации в конденсационной очистке, формулировка термодинамических предпосылок конденсационной очистки и управления созданием метастабильности очищаемой смеси паров — главные цели работы.

1. Два этапа конденсационной очистки

Обозначим через T и V абсолютную температуру и объем смеси паров. Под n и n^b понимаем плотности чисел молекул примесного и основного веществ в смеси паров этих веществ, а под n_∞ и n_∞^b — плотности чисел молекул насыщенных (над плоской поверхностью своей конденсированной фазы) паров примесного и основного веществ.

Имея в виду получение сверхчистого вещества, естественно считаем, что смесь паров прошла предварительную очистку, в результате которой концентрация χ пара примесного вещества в смеси паров

$$\chi = n/n^b \quad (1)$$

уже удовлетворяет неравенству

$$\chi \ll 1. \quad (2)$$

Предположим, что критическая температура $T_{кр}$ примесного вещества настолько выше критической температуры $T_{кр}^b$ основного вещества, что существует широкая область значений термодинамических параметров смеси паров, в которой при относительно малом содержании примесного вещества возможны метастабильное состояние примесного и стабильное состояние основного веществ.

Наиболее надежным и контролируемым на практике способом создания метастабильности примесного, а затем и основного веществ служит понижение температуры T материально изолированной смеси паров адиабатическим увеличением ее объема V . Этот способ и будем иметь в виду ниже.

За исходное примем состояние смеси, в котором пар примесного вещества является насыщенным. Помечая нижним индексом нуль величины в исходном состоянии, имеем

$$n_0 = n_{\infty 0}. \quad (3)$$

Основное вещество в этом состоянии обладает еще большим запасом стабильности.

С понижения температуры смеси паров T от температуры T_0 в исходном состоянии начинается первый этап конденсационной очистки. На нем происходит гомогенная конденсация пара примеси. Очищаемое вещество ведет себя на первом этапе как пассивный газ.

Основное количество сконденсированных частиц примеси зарождается [1] сравнительно быстро. За этим происходит коллапс пара примеси. В результате практически весь избыточный пар примеси (непрерывно возникающий благодаря понижению температуры смеси паров) оказывается в сконденсированных частицах. С высокой точностью, следовательно, вступает в силу равенство

$$n = n_{\infty} \quad (4)$$

— смесь паров интенсивно очищается от примеси.

Из-за относительно малого содержания примеси в исходной смеси паров частицы примеси не достигают размеров, при которых их удаление из смеси паров делается практически возможным. Для укрупнения частиц конденсацией на них пара основного вещества предназначен второй этап конденсационной очистки.

Начальным для второго и соответственно конечным для первого этапа является состояние смеси, в котором пар основного вещества становится насыщенным. Помечая нижним индексом 1 величины в этом состоянии, имеем

$$n_1^b = n_{\infty 1}^b. \quad (5)$$

Гетерогенная конденсация пара основного вещества на частицах примеси приводит к его коллапсу. В результате практически весь избыточный пар основного вещества оказывается в сконденсированных частицах. С высокой точностью, следовательно, вступает в силу равенство

$$n^b = n_{\infty}^b. \quad (6)$$

Поскольку конденсация пара примеси не прекращается и на втором этапе, то равенство (4) остается справедливым — очистка смеси паров от примеси продолжается.

Завершением второго этапа служит удаление сконденсированных частиц из объема смеси паров. Это удаление является самостоятельной технической задачей, которая выходит за рамки работы. Величины в конце второго этапа будем помечать нижним индексом 2.

Отношение χ_0/χ представляет собой важную на практике величину — степень очистки пара основного вещества. Из (1) и (4) получаем

$$\chi_0/\chi = (n^b/n_0^b)(n_{\infty 0}/n_{\infty}) \quad (7)$$

на всем протяжении очистки (точнее, со времени установления равенства (4)).

Обозначим через $n_{\text{полн}}$ и $n_{\text{полн}}^b$ отнесенные к единице объема полные количества молекул примесного и основного веществ (и в смеси паров, и в частицах). Вследствие материальной изолированности системы имеем

$$n_{\text{полн}} V = \text{const}, \quad n_{\text{полн}}^b V = \text{const}. \quad (8)$$

Важной на практике величиной является и доля G сконденсированного в частицах основного вещества от общего его количества. Непосредственно из определения этой величины следует

$$n^b = (1 - G) n_{\text{полн}}^b. \quad (9)$$

На первом этапе $G=0$.

2. Эффект выделения теплоты конденсации

Обозначая через q и q^b молекулярные теплоты конденсации примесного и основного веществ, введем безразмерные величины

$$\beta = q/k_B T, \quad \beta^b = q^b/k_B T, \quad (10)$$

где k_B — постоянная Больцмана.

Привлечем формулы Клапейрона—Клаузиуса

$$n_\infty = n_{\infty 1} \exp[\beta_1(T - T_1)/T], \quad (11)$$

$$n_\infty = n_{\infty 0} \exp[\beta_0(T - T_0)/T_0] \quad (|T - T_0|/T_0 \ll 1), \quad (12)$$

$$n_\infty = n_{\infty 1} \exp[\beta_1(T - T_1)/T_1] \quad (|T - T_1|/T_1 \ll 1), \quad (13)$$

$$n_\infty^b = n_{\infty 1}^b \exp[\beta_1^b(T - T_1)/T_1] \quad (|T - T_1|/T_1 \ll 1). \quad (14)$$

Чем сильнее соблюдаются неравенства

$$\beta \gg 1, \quad \beta^b \gg 1, \quad (15), (16)$$

тем ближе [3] зависимости β и β^b от T к обратно пропорциональной и тем лучше аппроксимации (11)—(14). При $|T - T_1|/T \gg 1$ точность аппроксимации (11) понимается лишь в достаточном для практики логарифмическом смысле.

Ввиду (2) и того, что пар основного вещества не конденсируется на первом этапе (ведет себя как пассивный газ), однако конденсируется на втором этапе, эффект выделения теплоты конденсации [1] не имеет никакого значения на первом этапе, но имеет принципиальное значение на втором этапе.

Поглощение смесью паров теплоты конденсации приводит на втором этапе к отклонению температуры T смеси от той ее температуры \tilde{T} , которую она имела бы в отсутствие выделения теплоты конденсации, но при тех же внешних условиях.

Наложим на G ограничение сверху

$$G \ll c^b/\beta_1^b, \quad (17)$$

которое ввиду (16) гарантирует $G \ll 1$ — малость потерь очищаемого вещества. Учитывая (2), (10) и (17), имеем с высокой точностью калориметрическое уравнение и уравнение адиабаты

$$(T - \tilde{T})/T_1 = (\beta_1^b/c^b)G, \quad (18)$$

$$V\tilde{T}^{c^b} = \text{const}, \quad (19)$$

где c^b — выраженная в единицах k_B теплоемкость молекулы пара основного вещества.

Считается, что пар основного вещества идеален, а теплоемкость c^b не зависит от температуры. Используя (6), (8), (9), (14), (16)—(19), получаем

$$(T - T_1)/T_1 = -(1 + c^b/\beta_1^b)G, \quad (20)$$

$$(\tilde{T} - T_1)/T_1 = -(\beta_1^b/c^b)(1 + c^b/\beta_1^b)G. \quad (21)$$

Малый (по сравнению с единицей) член c^b/β_1^b удержан как поправочный, еще более малый член $1/\beta_1^b$ опущен.

Формулы (20) и (21) выражают T и \tilde{T} на втором этапе через G . Согласно им, модуль разности $|T - T_1|$ в β_1^b/c^b раз меньше модуля разности $\tilde{T} - T_1$.

Из (17), (20) и (21) следует

$$|T - T_1|/T_1 \ll c^b/\beta_1^b, \quad |\tilde{T} - T_1|/T_1 \ll 1. \quad (22)$$

Таким образом, мало не только относительное отклонение T от T_1 , но и относительное отклонение \tilde{T} от T_1 .

Замедляя рост частиц [1], эффект выделения теплоты конденсации сдерживает потери очищаемого вещества и тем самым делает их контролируемыми.

Это весьма важно, поскольку позволяет предотвратить на практике излишние потери очищаемого вещества.

Эффекту выделения теплоты конденсации обязано [1] и то, что установление упрощающего теорию равенства (6) происходит еще до того, как становятся заметными потери очищаемого вещества — нарушается ограничение (17). В отсутствие теплового эффекта на первом этапе равенство (4), аналогичное равенству (6), устанавливается лишь после того, как основная часть примесного вещества оказывается сконденсированной.

Эффект выделения теплоты конденсации на втором этапе имеет, следовательно, положительное значение как для практики, так и для теории конденсационной очистки.

3. Термодинамические предпосылки конденсационной очистки

Из (5), (7) с учетом (8), (9), (11), (19) и того, что $G=0$, $\tilde{T}=T$ на первом этапе, получаем

$$(T_0/T_1)^{c^b} n_{\infty}^b(T_1) = n_0^b, \quad (23)$$

$$\chi_0/\chi_1 = (T_1/T_0)^{c^b} \exp[\beta_1(T_0 - T_1)/T_0]. \quad (24)$$

Возьмем n_0 и n_0^b за независимые термодинамические параметры. С помощью (1) и (3) находим тогда χ_0 и n_{∞} . Рассматривая (3) и (23) при известных зависимостях n_{∞} и n_{∞}^b от T как уравнения для T_0 и T_1 соответственно и решая эти уравнения, находим T_0 и T_1 . Вместе с T_0 , T_1 естественно находим β_0 , β_0^b , β_1 , β_1^b .

Наконец, с помощью (24) находим степень очистки χ_0/χ_1 и концентрацию χ_1 в конце первого этапа.

Задание двух термодинамических параметров n_0 и n_0^b позволило, таким образом, определить все термодинамические характеристики смеси паров в начале и в конце первого этапа конденсационной очистки. Разумеется, вместо n_0 , n_0^b за независимые термодинамические параметры можно было бы взять и другие пары величин, например T_0 , n_0^b или χ_0 , χ_1 .

Заметим, что в отсутствие подробных экспериментальных сведений о зависимостях n_{∞} и n_{∞}^b от T полезными при решении уравнений (3) и (23) могут быть аппроксимации (12) и (14).

Исходное для всего исследования предположение, что критическая температура $T_{кр}$ примесного вещества лежит заметно выше критической температуры $T_{кр}^b$ основного вещества (и вообще рассматриваемых в работе температур), обосновывает неравенство (15) и совместимое с (16) неравенство

$$\beta \gg \beta^b. \quad (25)$$

Типичное при этом поведение кривых $n_{\infty} = n_{\infty}(T)$ и $n_{\infty}^b = n_{\infty}^b(T)$ показано на рисунке (температура $T_{кр}$ лежит правее представленных на нем температур).

Поскольку кривая $n_{\infty}^b = n_{\infty}^b(T)$ заканчивается в критической точке, то для разрешимости уравнения (23) нужно, чтобы

$$n_0^b < (T_0/T_{кр}^b)^{c^b} n_{\infty}^b(T_{кр}^b). \quad (26)$$

Соответственно корень T_1 уравнения (23) удовлетворяет неравенству

$$T_1 < T_{кр}^b. \quad (27)$$

Считая n_0^b не слишком большим (соблюдающим ограничение (26)), а n_0 не слишком малым (соблюдающим, однако, ограничение (2)), будем иметь заметное превышение температуры T_0 (корня уравнения (3)) над температурой T_1 (корнем уравнения (23)).

Благодаря неравенству (15) выражение (24) при этом обеспечивает соблюдение чрезвычайно сильного неравенства

$$\chi_0/\chi_1 \gg 1 \quad (28)$$

— главного показателя качества очистки на первом этапе, на котором (как покажем в конце раздела) и происходит основная очистка.

Чем сильнее неравенства (15) и (25), тем слабее полагаемые на n_0^b сверху и на n_0 снизу ограничения, нужные для соблюдения неравенства (28) с чрезвычайной силой (и соблюдения неравенства (27) с запасом, достаточным для применимости приближения идеального газа в уравнении адиабаты (19)).

Неравенства (15) и (25), обусловленные исходным предположением о высоте критической температуры $T_{кр}$ примесного вещества, формулируют, следовательно, термодинамические предпосылки конденсационной очистки.

В заключение этого раздела выразим степень очистки χ_1/χ на втором этапе через G . Из (7)–(9) имеем

$$\chi_1/\chi = (1 - G)(V_1/V)(n_{\infty 1}/n_{\infty}). \quad (29)$$

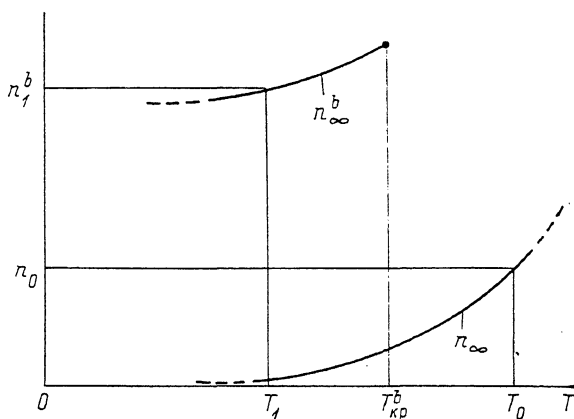
Получив с помощью (19), (21) и (22) равенство

$$V/V_1 = \exp[\beta_1^b(1 + c^b/\beta_1^b)G], \quad (30)$$

используя (13), (17), (21) и (30) в (29), находим

$$\chi_1/\chi = \exp\{\beta_1[1 + (c^b/\beta_1^b) - (\beta_1^b/\beta_1)]G\}. \quad (31)$$

Член β_1^b/β_1 является ввиду (25) поправочным.



Поведение кривых зависимостей n_{∞} и n_{∞}^b от T .

Полагая $\chi = \chi_2$ и $G = G_2$ в (31), умножая затем (31) на (24), можем легко выразить через G и полную степень очистки χ_0/χ_2 в конце второго этапа.

Согласно (17) и (31), величина χ_1/χ_2 много меньше, чем $\exp(c^b\beta_1/\beta_1^b)$. Поскольку неравенство (28) — чрезвычайно сильное, то, несмотря на (25), все же будет $\chi_0/\chi_1 \gg \chi_1/\chi_2$. Это показывает, что основная очистка действительно происходит на первом этапе.

4. Идеальные пересыщения пара примесного и пара основного веществ

Теория объемной конденсации в динамических условиях [1] выявила важное физическое понятие — идеальное пересыщение, рост которого во времени характеризует создание метастабильности конденсирующегося вещества.

Наряду с \tilde{T} введем в рассмотрение величины $\tilde{n}_{\infty} = n_{\infty}(\tilde{T})$ и $\tilde{n}_{\infty}^b = n_{\infty}^b(\tilde{T})$, которые зависят от \tilde{T} , так же как зависят от T величины n_{∞} и n_{∞}^b . Ниже будем помнить, что \tilde{T} , \tilde{n}_{∞} , \tilde{n}_{∞}^b отличаются от T , n_{∞} , n_{∞}^b лишь после окончания первого этапа. Будем помнить также, что лишь при этом и G становится больше нуля.

Идеальное пересыщение Φ пара примесного вещества на протяжении всего процесса очистки и идеальное пересыщение Φ^b пара основного вещества на протяжении второго его этапа даются [1] формулами

$$\Phi = n_{\text{полн}}/\tilde{n}_{\infty} - 1, \quad (32)$$

$$\Phi^b = n_{\text{полн}}^b/\tilde{n}_{\infty}^b - 1. \quad (33)$$

Очевидно, Φ и Φ^b монотонно растут со временем от значений $\Phi_0=0$ и $\Phi_1^b=0$ в начале первого и в начале второго этапов.

Согласно (8) и (32), имеем

$$(V/V_1)(\tilde{n}_{\infty}/\tilde{n}_{\infty 1}) = (\Phi_1 + 1)/(\Phi + 1). \quad (34)$$

Используя (19) и получаемую из (11) заменой n_{∞} , T на \tilde{n}_{∞} , \tilde{T} формулу, приходим тогда к уравнению

$$\frac{V}{V_1} = \left[1 + \frac{1}{\beta_1} \ln \left(\frac{\Phi + 1}{\Phi_1 + 1} \right) + \frac{1}{\beta_1} \ln \frac{V}{V_1} \right]^c \quad (35)$$

для нахождения V/V_1 через $(\Phi+1)/(\Phi_1+1)$.

Неравенство (15) обеспечивает высокую точность записанного в логарифмическом виде уравнения (35) и возможность итерационного его решения. Пренебрегая в главном приближении относительно малым членом $(1/\beta_1) \ln(V/V_1)$ в правой части (35), имеем на всем протяжении очистки

$$V/V_1 = \{1 + (1/\beta_1) \ln[(\Phi + 1)/(\Phi_1 + 1)]\}^{c\beta_1}. \quad (36)$$

Переход к следующему приближению привел бы к появлению поправочного члена c^b/β_1 , который ввиду (25) выходит за пределы принятой в (20) и (21) точности.

В начале первого этапа, когда $(V-V_0)/V_0 \ll 1$, а также в конце первого этапа и на всем втором этапе, когда $|V-V_1|/V_1 \ll 1$, выражение (36) упрощается и сводится соответственно к

$$V/V_0 = (\Phi + 1)^{c\beta_0} \quad ((V - V_0)/V_0 \ll 1), \quad (37)$$

$$V/V_1 = [(\Phi + 1)/(\Phi_1 + 1)]^{c\beta_1} \quad (|V - V_1|/V_1 \ll 1) \quad (38)$$

(в (37) учтено, что зависимость β от T близка к обратно пропорциональной).

Заметим, что (37) можно было бы получить и непосредственно из (34), используя (12) и (19).

Из (32) с помощью (1), (4), (8) и (9) имеем

$$\Phi + 1 = \chi_0/\chi \quad (39)$$

на всем протяжении первого этапа (точнее, со времени установления равенства (4)). Совместно с (28) это позволяет написать

$$\Phi_1 = \chi_0/\chi_1, \quad \Phi_1 \gg 1. \quad (40), (41)$$

Согласно (41), можно заменить $(\Phi+1)/(\Phi_1+1)$ в (38) на Φ/Φ_1 .

Найдем соотношение между Φ и G на втором этапе. Учитывая (32), неравенство $\Phi \gg 1$ и получаемую из (13) заменой n_{∞} , T на \tilde{n}_{∞} , \tilde{T} формулу, а также принимая во внимание (21) и (30), имеем

$$\Phi/\Phi_1 = \exp[(\beta_1 \beta_1^b/c^b)(1 + c^b/\beta_1^b)G]. \quad (42)$$

Опущен поправочный член c^b/β_1 , который ввиду (25) мал по сравнению с удержанным поправочным членом c^b/β_1^b .

Найдем соотношение между Φ^b и G на втором этапе. Будем основываться на (33) и равенстве $\Phi_1^b=0$. Учитывая (8), (30) и получаемую из (14) заменой n_{∞}^b , T на \tilde{n}_{∞}^b , \tilde{T} формулу, а также принимая во внимание (21), имеем

$$\Phi^b + 1 = \exp\{[(\beta_1^b)^2/c^b]G\}. \quad (43)$$

Опущен поправочный член $(c^b/\beta_1^b)^2$ второго порядка малости по сравнению с единицей.

С помощью (42) и (43) легко выразим Φ^b через Φ

$$\Phi^b + 1 = (\Phi/\Phi_1)^{(\beta_1^b/\beta_1)(1-c^b/\beta_1^b)}. \quad (44)$$

5. Управление созданием метастабильности очищаемой смеси паров

Создание метастабильности очищаемой смеси паров со временем t , отсчитываемым от начала первого этапа, зададим [1] на всем протяжении очистки выражением

$$\Phi = (t/t_\infty)^m \quad (0 < t < t_2), \quad (45)$$

которое содержит три независимых положительных параметра: показатель степени m , временной масштаб t_∞ и время конденсационной очистки t_2 . Естественно (45), (44) обеспечивают $\Phi_0=0$, $\Phi_1^b=0$ и монотонность роста Φ , Φ^b со временем.

Обсудим выражение (45). Зарождение частиц примеси и коллапс пара примеси происходят [1] лишь в весьма узком интервале значений Φ , в котором Φ в небольшое число раз превышает единицу. В этом интервале степенной вид выражения (45) практически не означает ограничения: выражение (45) при свободных параметрах m и t_∞ способно хорошо аппроксимировать произвольную монотонную зависимость Φ от t .

Установление после зарождения частиц примеси и коллапса пара примеси, благоприятного для очистки режима, на котором частицы успевают поглощать весь избыточный пар примеси и, следовательно, вступает в силу равенство (4), возможно [1] лишь тогда, когда Φ растет со временем t не быстрее, чем степенным образом, причем с показателем степени m , удовлетворяющим условию

$$m < \beta/c^b. \quad (46)$$

Чем ближе m к верхней границе β/c^b условия (46), тем, согласно (31), (39), (42) и (45), быстрее пойдет очистка, тем, однако, больше [1] число зародившихся частиц и тем соответственно больше будут нежелательные потери основного вещества в очищаемой смеси паров (необходимые для достижения частицами нужных размеров, при которых их удаление из смеси становится практически возможным).

Если при m вблизи верхней границы β/c^b условия (46) потери основного вещества в очищаемой смеси паров еще малы, то степенное выражение (45) при m вблизи β/c^b будет представительно в важнейшем для практики смысле достижения быстроты очистки при малости потерь основного вещества. Действительно, ускорение очистки после зарождения частиц примеси и коллапса пара примеси (когда очистка реальна и начинает осуществляться) ускорением роста Φ путем отклонения от степенного роста будет уже невозможно: это нарушит равенство (4).

Из (44)—(46) следует, что Φ^b растет со временем t не быстрее, чем степенным образом, причем с показателем степени m^b , удовлетворяющим условию

$$m^b < \beta^b/c^b. \quad (47)$$

Это как раз и необходимо [1] для установления режима, на котором вступает в силу равенство (6). Согласованность условий (46) и (47) дает дополнительный аргумент в пользу степенного выражения (45) при m вблизи верхней границы β/c^b условия (46). Выражения (36)—(38), (45) формулируют закон адиабатического увеличения объема V смеси паров и роста идеального пересыщения Φ со временем t в процессе очистки. Рост Φ и Φ^b со временем t на втором этапе очистки может быть выражен с помощью (42) и (43) через рост относительной потери G очищаемого вещества на этом этапе.

6. Численные оценки термодинамических характеристик конденсационной очистки

Важным практическим примером конденсационной очистки служит получение сверхчистого водорода из смеси водорода и кислорода. В этом примере $T_{кр} \approx 154$ К, $T_{кр}^b \approx 33$ К, так что главное исходное предположение о заметном превышении температуры $T_{кр}$ над температурой $T_{кр}^b$ выполнено. В таблице приведены полученные с помощью (1), (3), (23), (24), (34) и данных из [4] результаты расчета основных термодинамических характеристик конденсационной очистки смеси паров водорода и кислорода от пара кислорода при $G_2=0.05$. Выбранные значения исходных термодинамических параметров n_0 , n_0^b удовлетворяют ограничениям (2), (26) и соответствуют практически интересной для очистки ситуации, в которой очищаемого вещества много. Положено $c^b = 3/2$ [5]

Термодинамические характеристики конденсационной очистки

n_0 , см ⁻³	n_0^b , см ⁻³	χ_0	T_0 , К	T_1 , К	β_1	β_1^b	χ_0/χ_1	χ_1/χ_2
$2.5 \cdot 10^{17}$	$3.5 \cdot 10^{21}$	$7 \cdot 10^{-5}$	55	24.6	36.2	5.9	$7 \cdot 10^7$	6
$2.5 \cdot 10^{17}$	$2.5 \cdot 10^{21}$	$1 \cdot 10^{-4}$	55	22.3	39.8	6.2	$2 \cdot 10^9$	7
$1.5 \cdot 10^{18}$	$3.5 \cdot 10^{21}$	$4 \cdot 10^{-4}$	62.5	23.3	38.4	6.2	$3 \cdot 10^9$	7
$1.5 \cdot 10^{18}$	$2.5 \cdot 10^{21}$	$6 \cdot 10^{-4}$	62.5	21.1	42.1	6.5	$9 \cdot 10^{10}$	5

Таблица подтверждает соблюдение неравенства (28) с чрезвычайной силой и, следовательно, демонстрирует большие возможности конденсационной очистки. Она подтверждает также соблюдение неравенств (15), (16), (25) при $T=T_1$ и то, что очистка происходит в основном на первом этапе.

Из таблицы видно, что понижение температуры T_1 весьма значительно повышает чистоту очистки. Поскольку переход к низким температурам реально требует больших энергетических затрат, то взятое во главу угла в разделе 5 сокращение времени конденсационной очистки действительно является решающим фактором эффективности ее практического применения.

Список литературы

- [1] Кунн Ф. М. // Проблемы теоретической физики. III. Л., 1988. С. 192—236.
- [2] Русанов А. И., Левичев С. А., Жаров В. Т. Поверхностное разделение веществ. Л.: Химия, 1981. 184 с.
- [3] Кубо Р. Термодинамика. М.: Мир, 1970. 304 с.
- [4] Справочник химика. Л.; М.: Госхимиздат, 1962. Т. 1. 1072 с.
- [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. Ч. 1. 584 с.

Ленинградский государственный университет

Поступило в Редакцию
24 марта 1990 г.