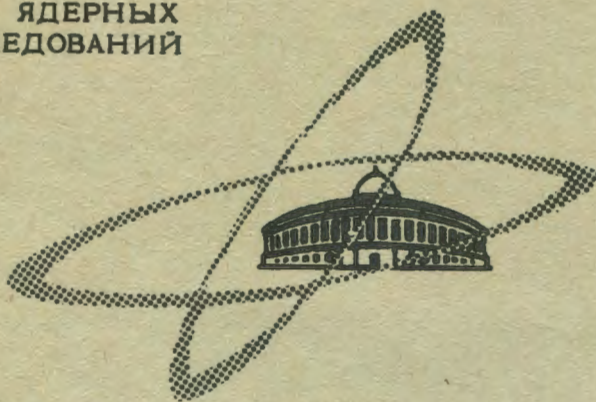


ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 4002



А.Ф.Писарев

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ
ПОСТОЯННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ
ЖИДКИХ РАСТВОРОВ К СЛЕДАМ ЧАСТИЦ

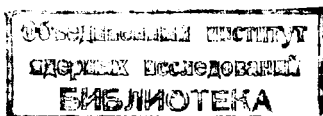
1968

P13 - 4002

А.Ф.Писарев

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ
ПОСТОЯННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ
ЖИДКИХ РАСТВОРОВ К СЛЕДАМ ЧАСТИЦ

Направлено в ЖЭТФ



1. В в е д е н и е

В 1957 году Гуд предложил пузырьковую камеру постоянной чувствительности^{/1/}. Сущность его идеи заключается в том, что в слое нагазированной жидкости искусственно создается такое распределение температуры и концентрации газа, при котором в небольшой области раствора образуется пересыщение, достаточное для вскипания раствора по следу частицы. Первые же опыты с раствором газообразного CO_2 в ацетоне, метаноле и других жидкостях, выполненные Гудом, подтвердили правильность этой идеи. Однако во время экспериментов были вскрыты и серьезные недостатки прибора. Так, в силу большой летучести растворенного в жидкости газа метастабильная область раствора могла находиться лишь в слабо перегретом состоянии, недостаточно чувствительном к быстрым заряженным частицам и γ -квантам. По той же причине глубина чувствительного слоя была также мала, и в опыте не превышала одного сантиметра. Наконец, в предложенном варианте камеры из-за малой плотности растворенного газа и медленных темпов процессов его диффузии в жидкости чувствительная зона камеры могла нагружаться лишь очень слабым потоком частиц.

Последующие исследования с пузырьковой камерой постоянной чувствительности, проведенные Като^{/2/}, не намного улучшили ее основные характеристики.

В данной работе анализируется вариант камеры также постоянной чувствительности, но основанный не на вскипании жидкости, как это имеет место в камере Гуда, а на расслоении бинарного жидкого раствора на долгоживущих ионах, образующихся в следе частицы.

В такой камере в метастабильной (пересыщенной) области раствора ионы порождают центры расслоения раствора на отдельные жидкие компоненты, обладающие разными показателями преломления. То есть такая камера по принципу действия является аналогом газовой диффузионной камеры, широко используемой в экспериментальной физике. Так же как в диффузионной камере и камере Гуда, в рассматриваемом варианте камеры метастабильная область в растворе должна достигаться за счет задания в нем определенного градиента температуры и распределения концентрации растворенного вещества.

Возможность расслоения бинарного жидкого раствора, находящегося в метастабильном состоянии, на ионах была показана в работах ^{/3,4/}. В свою очередь, возможность обеспечения длительного пересыщения раствора в определенном температурном интервале хорошо известна из ряда исследований. Так, еще в 1898 году в работе ^{/5/} удавалось на длительное время переохлаждать различные растворы на 2 градуса ниже точки росы. Аналогичный результат был получен и в работах ^{/6,7/}.

Среди работ по переохлаждению растворов особое место, в свете рассматриваемой проблемы, занимает, пожалуй, работа Германа и др. ^{/8/}, в которой растворы 0,01–0,02% воды в жидких углеводородах переохлаждались ниже точки расслоения на 5–10°.

Дальнейшее понижение температуры в опытах приводило к быстрому выделению из раствора воды в виде капелек тумана. Авторы работы ^{/8/} сделали предположение, что образование тумана в переохлажденном жидком растворе связано с воздействием на него частиц и γ -радиации космического излучения. Эта, несомненно, интересная догадка не нашла, однако, какого-либо теоретического обоснования или специальной экспериментальной проверки ни в работе ^{/8/}, ни в других каких-либо работах по растворам. Поэтому целью данного исследования явился теоретический анализ возможности искусственного создания в бинарном жидком растворе условий постоянной чувствительности раствора к расслоению на ионах.

2. Образование в жидком растворе стационарно-пересыщенного слоя

Рассмотрим вертикальный цилиндрический сосуд, заполненный бинарным жидким раствором. Если в растворе на торцевых сторонах сосуда задать определенную температуру и концентрацию, то в таком растворе вдоль цилиндра возникнут потоки тепла и растворенного вещества ^{/9,10/}:

$$\Pi_1 = -\rho D \text{ grad } C_1 + \rho C_1 C_2 D_T \text{ grad } T \quad (1)$$

$$\Pi_2 = -\lambda \text{ grad } T + \Pi_1 C_p T, \quad (2)$$

где Π_2 и Π_1 – удельные потоки тепла и растворенного вещества соответственно; ρ – удельный вес растворенного вещества; D и D_T – коэффициенты диффузии и термодиффузии растворенного вещества; C_1 и C_2 – концентрации растворенного вещества и растворителя в растворе; T – абсолютная температура; λ – коэффициент теплопроводности раствора; C_p – удельная теплоемкость растворенного вещества.

Решим уравнение (1). Для этого примем во внимание, что для жидких растворов $D_T \ll D$ ^{/9/} и $C_1 C_2 < 1$. Поэтому при не очень больших значениях $\text{grad } T$ второй член в уравнении (1) значительно меньше первого, и им можно пренебречь. Для установившегося режима диффузии в отсутствие процесса расслоения в растворе имеем:

$$\text{div } \Pi_1 = \text{div}(\rho D \text{ grad } C) = 0, \quad (3)$$

где индекс "1" у символа C_1 опущен. В силу слабой зависимости ρ и D от T и C в жидких растворах ^{/9,11/}, можно принять, что $\rho = \text{const}$ и $D = \text{const}$. Поэтому

$$\text{div } \Pi_1 = \text{div grad } C = 0. \quad (4)$$

Решим это уравнение для одномерного случая, приняв, что диаметр сосуда сравним с его высотой. Условимся также, что ось Z системы координат направлена по оси цилиндра, а начало системы лежит в плоскости верхнего торца. Тогда из уравнения (4) следует:

$$\frac{\partial \text{grad } C}{\partial Z} = \frac{\partial^2 C}{\partial Z^2} = 0. \quad (5)$$

Решением данного уравнения является линейная функция

$$C(Z) = C_0 - \frac{C_0 - C_L}{L} Z, \quad (6)$$

где C_0 и C_L - концентрация раствора в начале и конце сосуда, L - длина сосуда. Из выражений (1) и (6) следует, что поток вещества в растворе

$$\Pi_1 = -\rho D \text{grad } C = -\rho D \frac{C_0 - C_L}{L}. \quad (7)$$

Для решения уравнения (2) сделаем естественное допущение, что в жидком растворе λ и C_p не зависят от T и C . Тогда в отсутствие источников тепла в объеме раствора $\text{div } \Pi_2 = 0$, или

$$-\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} + \Pi_1 C_p \frac{\partial T}{\partial Z} = 0. \quad (8)$$

Интегралом этого уравнения является функция

$$T(Z) = T_0 - \frac{T_0 - T_L}{1 - \exp\left(\frac{\Pi_1 C_p}{\lambda} L\right)} \left[1 - \exp\left(\frac{\Pi_1 C_p}{\lambda} Z\right) \right], \quad (9)$$

где T_0 и T_L - температура раствора в начале и конце цилиндра. Для дальнейшего анализа полезно ввести следующие обозначения:

$$\psi_1 = \exp\left(\frac{\Pi_1 C_p}{\lambda} L\right), \quad \psi_2 = \exp\left(\frac{\Pi_1 C_p}{\lambda} Z\right). \quad (10)$$

Численными расчетами можно показать, что для слабых жидких растворов подэкспоненциальные множители в выражениях (10)

$$\frac{\Pi_1 C_p}{\lambda} L \ll 1 \quad \text{и} \quad \frac{\Pi_1 C_p}{\lambda} Z \ll 1.$$

Поэтому, если интересоваться только слабыми растворами, ψ_1 и ψ_2 можно разложить в ряд Маклорена и ограничиться в нем двумя первыми членами:

$$\psi_1 = 1 + \frac{\Pi_1 C_p}{\lambda} L, \quad \psi_2 = 1 + \frac{\Pi_1 C_p}{\lambda} Z. \quad (10')$$

Подстановка (10') в (9) приводит в этом случае к линейризации уравнения для $T(Z)$:

$$T(Z) = T_0 - \frac{T_0 - T_L}{L} Z. \quad (9')$$

Выражение для потока тепла (2) при учете (9) и (10) примет вид:

$$\Pi_2 = \Pi_1 \left(T_0 - \frac{T_0 - T_L}{1 - \psi_1} \right) C_p. \quad (11)$$

Вернемся теперь к уравнению (6). Оно описывает распределение концентрации раствора по глубине сосуда. Однако для определения зоны пересыщения необходимо иметь еще одно уравнение, которое определяло бы границу полного насыщения раствора в зависимости от температуры $T(Z)$. Получить такое уравнение теоретически в настоящее время не представляется возможным. Поэтому воспользуемся эмпирическим правилом, из которого следует, что для слабых растворов пограничную кривую расслоения в координатах C и T можно описать следующим уравнением:

$$C_n = A + BT, \quad (12)$$

где A и B – постоянные коэффициенты, подбираемые применительно к опытной кривой расслоения раствора. Комбинируя формулы (9), (10) и (12), получим уравнение для пограничной кривой насыщения

$$C_n = A + B \left[T_0 - \frac{T_0 - T_L}{1 - \psi_1} (1 - \psi_2) \right]. \quad (13)$$

Зона пересыщения раствора может быть определена, как разность между фактической концентрацией раствора и её насыщенным значением, т.е. как разность соотношений (8) и (13):

$$\Delta C = (6) - (13) = C_0 - \frac{C_0 - C_L}{L} Z - C_n. \quad (14)$$

Очевидно, что положительным значениям ΔC будет соответствовать зона пересыщенного раствора, а отрицательным – ненасыщенного раствора.

3. Ширина зоны, чувствительной к расслоению на ионах

Условимся называть верхней границей зоны чувствительности ту границу, которая определяется началом образования на ионах жизнеспособных зародышей расслоения, а нижней границей – ту, которая соответствует интенсивному образованию центров расслоения на флуктуациях концентрации.

Для определения верхней границы зоны воспользуемся выводом, полученным в работе /3/, из которого следует, что критическое пересыщение раствора ΔC_k , соответствующее началу появления устойчивых зародышей на ионах, может быть найдено из уравнений:

$$\Delta C_k = \frac{3}{2} \frac{M C_n}{\rho RT} \sqrt{\frac{4\pi\sigma^4}{(ze)^2} \frac{\epsilon \epsilon_2}{\epsilon_2 - \epsilon}}, \quad (15)$$

где M и ρ – молекулярный вес и плотность растворенного вещества; σ – поверхностное натяжение на границе между зародышем и раствором; ze – заряд иона, на котором образуется капля в растворе; ϵ и ϵ_2 – диэлектрические постоянные раствора и капли соответственно. Очевидно, что координата Z_1 , соответствующая верхней границе зоны чувствительности, должна находиться из условия $\Delta C = \Delta C_k$, где ΔC берется из (14), а ΔC_k – из (15).

Решая это равенство, получим:

$$Z = L \frac{C_0 - C_n}{C_0 - C_L} - \frac{3}{2} \frac{ML}{\rho RT} \frac{C_n}{C_0 - C_L} \sqrt{\frac{4\pi\sigma^4}{(ze)^2} \frac{\epsilon \epsilon_2}{\epsilon_2 - \epsilon}}. \quad (16)$$

В выражении (16) T и C_n являются функциями от Z , т.е. данное уравнение относится к классу трансцендентных уравнений и при заданных значениях коэффициентов может быть решено графически или численным методом. Однако это уравнение можно существенно упростить, если в выражениях для T и C_n опустить член $\frac{T_0 - T_L}{1 - \psi_1} (1 - \psi_2)$ и удержать лишь T_0 . Такое приближение допустимо, так как $T_0 \approx T_L$, $\psi_1 \approx \psi_2$ и, следовательно, $T_0 \gg \frac{T_0 - T_L}{1 - \psi_1} (1 - \psi_2)$. Неточность этого приближения можно частично компенсировать, введя в соотношение (16) вместо T_0 величину $\bar{T} = \frac{T_0 + T_L}{2}$. С учетом этих упрощений уравнение (16) можно записать в следующем виде:

$$Z = \frac{3}{2} \frac{M}{\rho RT} \frac{A + B\bar{T}}{\text{grad } C} \sqrt{\frac{4\pi\sigma^4}{(ze)^2} \frac{\epsilon \epsilon_2}{\epsilon_2 - \epsilon}} - \frac{C_0 - A - B\bar{T}}{\text{grad } C}. \quad (17)$$

Для определения нижней границы зоны чувствительности, которая характеризуется большой частотой спонтанного зарождения устойчивых центров расслоения, воспользуемся основным кинетическим уравнением Беккера-Деринга /12/ для скорости гетерогенного образования критических зародышей:

$$I^* = N^* S^* \beta \frac{1}{\sqrt{2\pi k T}} \sqrt{\frac{\Delta \phi^*}{3n^*}} \quad (18)$$

В этом выражении I^* означает число зародышей расщепления критического размера, образующихся за одну секунду в 1 см^3 пересыщенного раствора; $S^* = 4\pi r^{*2}$ - поверхность зародыша радиуса r^* ; β - число соударений молекул растворенного вещества о единицу поверхности зародыша за одну секунду; $\Delta \phi^*$ - максимальное изменение термодинамического потенциала пересыщенного раствора при образовании в нем зародыша критического размера; n^* - число молекул в зародыше; N^* - среднее число зародышей критического размера в см^3 раствора, находящихся в статистическом равновесии с N числом молекул растворенного вещества в том же объеме.

Величину N^* можно представить известной формулой Больцмана:

$$N^* = N \exp\left(-\frac{\Delta \phi^*}{k T}\right) \quad (19)$$

Для бинарного раствора $\Delta \phi^*$ является максимумом следующей функции (см. /3/):

$$\Delta \phi = -\frac{\rho}{M} RT \frac{4\pi}{3} \frac{\Delta C}{C_n} r^3 + 4\pi r^2 \sigma \quad (20)$$

Здесь использованы те же обозначения, что и в формуле (15). Для зародышей критического размера должно выполняться экстремальное условие

$$\frac{\partial \Delta \phi}{\partial r} \Big|_{r=r^*} = 0 \quad (21)$$

Поэтому из (20) и (21) следует, что

$$r^* = \frac{2\sigma}{\frac{\rho}{M} RT \frac{\Delta C^*}{C_n}} \quad (22)$$

Подставляя теперь (22) в (20), получим искомое уравнение для $\Delta \phi^*$:

$$\Delta \phi^* = \frac{16}{3} \frac{\pi \sigma^3}{\left(\frac{\rho}{M} RT \frac{\Delta C^*}{C_n}\right)^2} \quad (23)$$

С учетом (22) поверхность зародыша S^* запишем в следующем виде:

$$S^* = 4\pi \left(\frac{2\sigma}{\frac{\rho}{M} RT \frac{\Delta C^*}{C_n}}\right)^2 \quad (24)$$

Величину n^* , входящую в формулу (18), можно определить, исходя из объема зародыша, молекулярного веса и плотности вещества в зародыше. Не приводя здесь простых вычислений, запишем:

$$n^* = N_0 \frac{\rho}{M} \frac{4\pi}{3} \left(\frac{2\sigma}{\frac{\rho}{M} RT \frac{\Delta C^*}{C_n}}\right)^3 \quad (25)$$

где N_0 - постоянная Авогадро.

Просто может быть найдена и величина N , входящая в формулу (19):

$$N = N_0 \frac{\rho_2}{M_2} C_n \quad (26)$$

где ρ_2 и M_2 - плотность и молекулярный вес растворителя.

В уравнении (18) нераскрытым пока остается сомножитель β . Его явный вид проще всего может быть установлен из известного за-

кона диффузного переноса вещества в растворе. Из него, в частности, следует, что поток молекул примеси в растворе через площадку ΔS , нормальную к заданному направлению, за время Δt составляет

$$\Delta N = \frac{1}{6} N \bar{u} \Delta S \Delta t, \quad (27)$$

где \bar{u} - средняя скорость теплового движения молекул примеси в растворе. По определению $\beta = \frac{\Delta N}{\Delta S \Delta t}$, поэтому

$$\beta = \frac{1}{6} N \bar{u}. \quad (28)$$

В свою очередь, из уравнения для коэффициента диффузии $D = \frac{1}{3} \bar{u} \lambda$, имеем

$$\bar{u} = 3 \frac{D}{\lambda}, \quad (29)$$

где λ - длина свободного пробега молекул примеси в растворе. Для жидких растворов величину λ можно отождествить с межмолекулярным расстоянием δ . Подставляя (29) в (28) и принимая $\lambda = \delta$, получим:

$$\beta = \frac{1}{2} N \frac{D}{\delta}. \quad (30)$$

Собирая теперь уравнения (18) - (30) и делая простые преобразования, получим окончательную формулу для частоты флуктуационного зарождения центров расслоения критического размера:

$$I^* = (N_0 C_n \frac{\rho_s M}{\rho M_2} \frac{\sigma}{RT})^2 \frac{D}{\delta} \sqrt{\frac{16 \pi}{3}} \left(\frac{1}{\frac{\Delta C^*}{C_n}} \right)^{3/2} \exp \left[- \frac{16 \pi \sigma^3}{3 k T \left(\frac{\rho}{M} RT \frac{\Delta C^*}{C_n} \right)^2} \right], \quad (31)$$

В качестве критерия для установления нижней границы зоны чувствительности можно принять $I^* = 1 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$.

Для точного решения поставленной задачи - определения нижней границы зоны чувствительности - необходимо сначала разрешить уравнение (31) относительно ΔC^* , затем ΔC^* приравнять к ΔC (из уравнения (14)), и полученное равенство решить относительно Z . Однако реализовать такой план последовательных преобразований не представляется возможным из-за трансцендентности уравнения (31). Задача может быть решена лишь численным или графическим методом. Ниже это обстоятельство будет проиллюстрировано на примерах определения ширины зоны чувствительности в двух жидких растворах.

4. Скорость роста капель в растворе и время удаления их из зоны чувствительности

Переход зародыша в закритическую область в пересыщенном растворе будет сопровождаться неограниченным его ростом за счет избыточного вещества, выделяющегося из раствора. Скорость такого роста можно описать приближенным уравнением Хазена^{/13/}:

$$r = \sqrt{2D \frac{\rho_s - \rho_n}{\rho}} t, \quad (32)$$

где ρ - плотность зародыша (ниже будем называть каплей); ρ_s - парциальная плотность вещества, растворенного в пересыщенном растворе, ρ_n - плотность того же вещества в насыщенном растворе; r - радиус капли, t - время ее роста.

Принимая для жидкостей D равным $10^{-5} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$, $\rho_s = 0,1 \rho$ и $\rho_n = 0,05 \rho$, что обычно имеет место для слабых растворов, и используя уравнение (32), найдем время, необходимое для роста капель от критического размера до видимого размера $= 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Вычисления по формуле (32) дают $t \approx 0,2 \text{ сек}$.

Возникшие в растворе капли будут опускаться вниз под действием силы тяжести по закону Стокса (предполагаем, что удельный вес капель больше, чем удельный вес раствора):

$$u = \frac{2r^2 g (\rho - \rho') (\eta' + \eta)}{9\eta' (2\eta' + 3\eta)}, \quad (33)$$

где u - скорость падения; g - ускорение силы тяжести; ρ и η - плотность и вязкость жидкости, образующей каплю; ρ' и η' - плотность и вязкость растворителя. Учитывая в (33) значение r^2 из выражения (32), будем иметь:

$$u = \frac{4D \frac{\rho_a - \rho_n}{\rho} g (\rho - \rho') (\eta' + \eta)}{9\eta' (2\eta' + 3\eta)} t. \quad (34)$$

Оценим теперь, для примера, величину u для капель, рождающихся в растворе метилового спирта в гексане при комнатной температуре. Из справочных данных имеем: $\rho - \rho' = 0,12 \text{ г.см}^{-3}$, $\eta = 6 \cdot 10^{-3}$ и $\eta' = 3 \cdot 10^{-3} \text{ г.см}^{-1} \text{ сек}^{-1}$. Подставляя в (34) эти данные и данные для ρ_a , ρ_n , ρ и D , которые использовались выше при вычислении t , будем иметь:

$$u = 3 \cdot 10^{-3} t. \quad (35)$$

При этом путь падения S капель за время t составит:

$$S = \frac{3 \cdot 10^{-3}}{2} t^2. \quad (36)$$

Отсюда следует, что естественное удаление капель из чувствительной зоны глубиной в несколько см должно происходить за десятки секунд. В уравнении (32) не учитывался дополнительный рост капли за счет ее

перемещения из обедненных слоев раствора во все более насыщенные слои. Учет этого обстоятельства должен привести к более сильной зависимости скорости роста капель от времени и, следовательно, к сокращению периода пребывания их в чувствительной зоне раствора.

5. Частные случаи применения теории

В качестве иллюстраций развитых здесь положений о ширине зоны чувствительности и потоках тепла и растворенного вещества в растворах, рассмотрим двухкомпонентные растворы метилового спирта в гексане и воды в бензоле. Данные растворы выбраны по соображениям полноты информации об их расслоении и чистых компонентах. Эти растворы интересны также и в том отношении, что они состоят из компонентов с большим содержанием водорода.

а. Метилловый спирт - гексан. Примем длину цилиндра L , заполненного раствором, равной 12 см. Область рабочих температур пусть простирается от 20 до 46°C, т.е. для верхней части цилиндра примем $T_0 = 319^\circ \text{K}$, а для нижней - $T = 293^\circ \text{K}$. Внутри этого диапазона температур раствор характеризуется кривой расслоения^{/14/}. Будем считать также, что на торцах цилиндра поддерживается следующая весовая концентрация метилового спирта в гексане: $C_0 = 0,19$ и $C_L = 0,07$. Тогда, как следует из кривой расслоения^{/14/}, капли, образующиеся в растворе, будут состоять из 0,6-мольных частей метилового спирта и 0,4 - гексана. Диэлектрические постоянные раствора и капель, рассчитанные по парциальным значениям диэлектрических проницаемостей чистых компонентов, равны: $\epsilon = 2,42$ и $\epsilon_2 = 12$. Поверхностное натяжение σ на границе между каплей и раствором, найденное по правилу Антонова, имеет значение 2 дин.см^{-1} . Используем также следующие табличные данные: $M = 32$ и $M_2 = 86,18 \text{ г.моль}^{-1}$, $\rho = 0,82$ и $\rho_2 = 0,66 \text{ г.см}^{-3}$, $\lambda = 0,13 \text{ вт м}^{-1} \text{ град}^{-1}$, $C_p = 0,6 \text{ кал г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$, $D = 10^{-5} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ и $\delta = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$.

Подстановка этих данных в формулу (7) дает для потока растворенного вещества значение $\Pi_1 = 8 \cdot 10^{-8} \text{ г см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Отсюда следует, что

$\frac{\Pi_1 C_p}{\lambda} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Малость этой величины позволяет в дальнейших расчетах пользоваться формулой (9') вместо (9).

Поток тепла, найденный по формуле (11), равен $6,5 \cdot 10^{-4} \text{ кал.см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Результаты других вычислений – распределения температуры и концентрации в растворе – представлены графиками на рис.1. Прямые 1 и 2, в соответствии с формулами (8) и (6), изображают изменения температуры и концентрации с глубиной раствора. Кривая 3 представляет собой границу насыщенного раствора C_n . Эта кривая построена по экспериментальным данным, заимствованным из работы /14/. Область, заключенная между прямой 2 и кривой 3, является областью пересыщенного раствора. Часть этой области, лежащей между точками Z_1 и Z_2 , представляет собой зону чувствительности раствора. В этой зоне ионы являются активными центрами расслоения раствора.

Верхняя граница зоны чувствительности Z_1 получена путем графического решения равенства $\Delta C_L = C - C_n$, где значения для C и C_n брались из кривых рисунка 1, а величина ΔC_L рассчитывалась по формуле (15). Положение нижней границы Z_2 определялось с помощью формулы (31), в которой I^* принималось равным $1 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ и $T = \frac{T_0 + T_L}{2}$. Сначала из формулы (31) было найдено условие на положение границы $\Delta C^* \leq \frac{C_n}{5}$, затем на графиках рис. 1 отыскивалась координата Z_2 , для которой C_n и $\Delta C = C - C_n$ удовлетворяли данному условию.

Кривая 4 изображает границу допустимой концентрации раствора, ее координаты определялись по предельной формуле:

$$C = C_n + \Delta C^* = 1,2 C_n.$$

Из рисунка видно, что в растворе метилового спирта в гексане при выбранных начальных условиях ширина зоны чувствительности составляет около 6 см. Очевидно, что при соответствующей оптимизации величин T_0 , T_L , C_0 , C_L и L зону чувствительности можно существенно расширить.

б. Вода - бензол. При рассмотрении этого раствора примем: $L = 12 \text{ см}$, $T_0 = 315^\circ \text{K}$, $T_L = 293^\circ \text{K}$, $C_0 = 1,5 \cdot 10^{-3}$ и $C_L = 0,6 \cdot 10^{-3}$.

Подробности вычислений опустим, так как они повторяют первый случай. Отметим лишь, что из уравнения (15) следует $\Delta C^* \leq \frac{C_n}{3}$.

Результаты всех расчетов отражены в виде графиков на рис. 2. Данные для построения границы насыщения C_n брались из работы /15/. Как и в предыдущем случае, прямая 4 ограничивает сверху допустимую концентрацию раствора. Для ее построения использовалось предельное уравнение $C = C_n + \Delta C^* = 4/3 C_n$. Из рисунка 2 видно, что в растворе воды в бензоле зона чувствительности простирается на всю глубину сосуда.

Рассмотрение этих двух частных примеров показывает, что в жидком растворе можно непрерывно поддерживать пересыщенное состояние, достаточное для образования тумана на ионах.

Полученные в работе формулы позволяют сделать вывод, что принцип действия газовых диффузионных трековых камер может быть всецело перенесен на жидкостные камеры, наполняемые бинарными растворами. Глубина слоя чувствительности в таких камерах может простираться на всю глубину раствора.

Данное исследование может явиться основой для разработки жидкостных трековых камер непрерывной чувствительности.

Л и т е р а т у р а

1. R.Good. Phys. Rev., 107, 1201, 1957.
2. R.Kato. Rev.Scient. Instr., 32, 926, 1961; Nuovo Cimento, 19, Suppl. 10, N1, 30, 1961.
3. А.Ф.Писарев, В.А.Бирюков. ЖЭТФ, 54, 489, (1968).
4. Л.К.Лыткин, А.Ф.Писарев, А.П.Сумбаев, С.Ф.Чалкин. Препринт ОИЯИ, P13-3943, Дубна, 1968.
5. V.Rothman. Z.Ph.Ch., 58, 26, 433, 1898.
6. К.О.Авербах, Г.С.Гольдин, Б.В.Дерягин, О.К.Смирнов. Коллоидный журнал, 28, 777, 1966.

7. В.И.Данилов, Е.И.Соснина, Д.Е.Овсиенко. В сб. "Вопросы физики металлов и металловедения", № 5, 10, Киев, 1954.
8. P.H.I.Hermanie, M.Van Waarden, J.Colloid interface Sci., 21, 513, 1966.
9. С. де Гроот, П. Мазур. Неравновесная термодинамика "Мир", М. 1964.
10. Д.А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. "Наука", М. 1967.
11. Я. Циборовский. Процессы химической технологии. Госхимиздат, М. 1958.
12. Я.И.Френкель. Собрание избранных трудов, Ш, изд. АН СССР, М.Л. 1959.
13. W.E.Hazen, Rev. Sci. Instr., 13, 247, 1942.
14. Н.И.Чернова. Диссертация, МГУ, 1968.
15. Б.А.Энглин. Применение моторных топлив при низких температурах. Гостехиздат, М. 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1968 г.

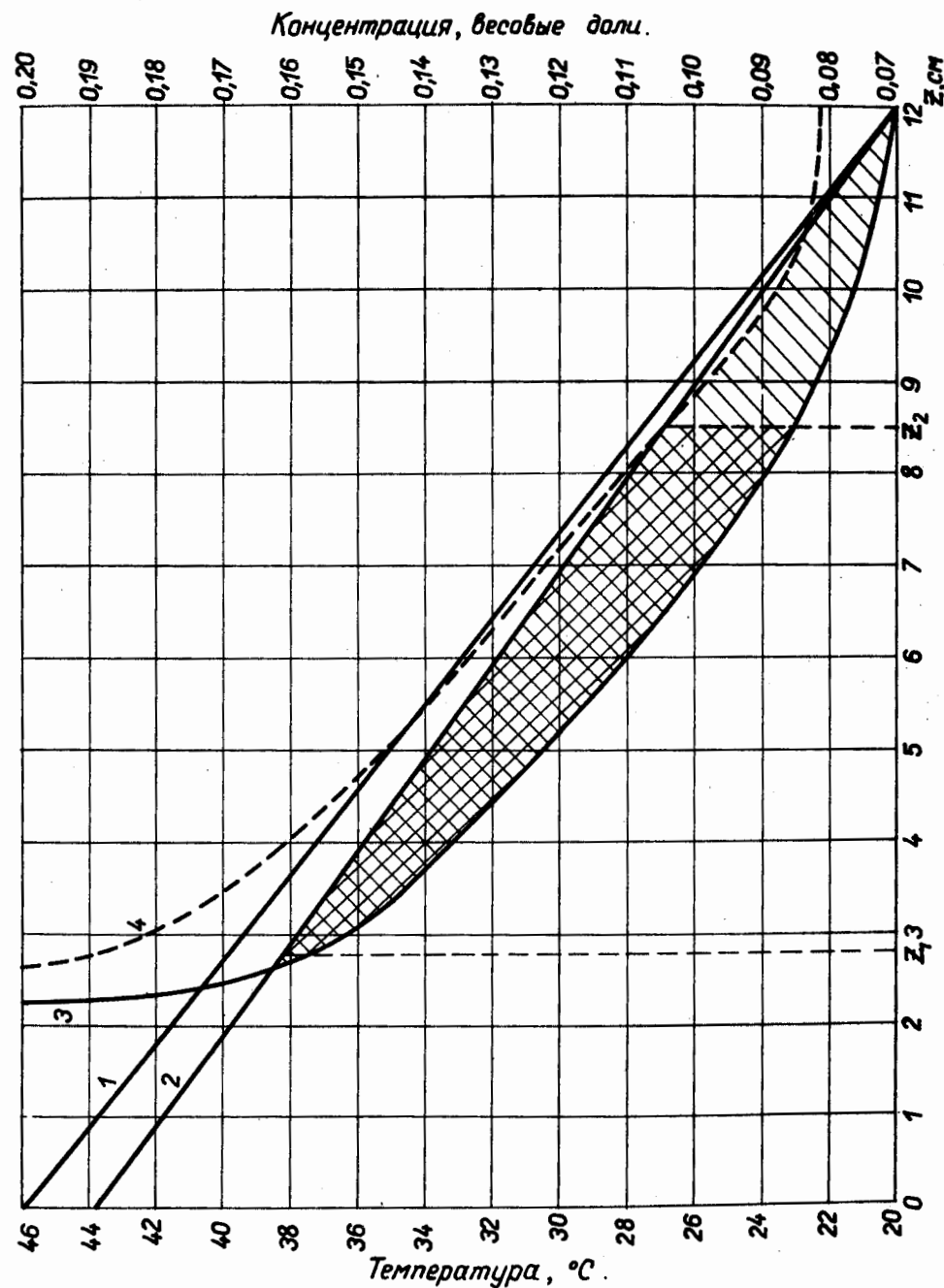


Рис. 1. Распределение температуры и концентрации метилового спирта в гексане по глубине раствора. 1 - температура; 2 - концентрация; 3 - граница насыщения; 4 - границы допустимого пересыщения.

▨ - зона пересыщения, ▩ - зона чувствительности.

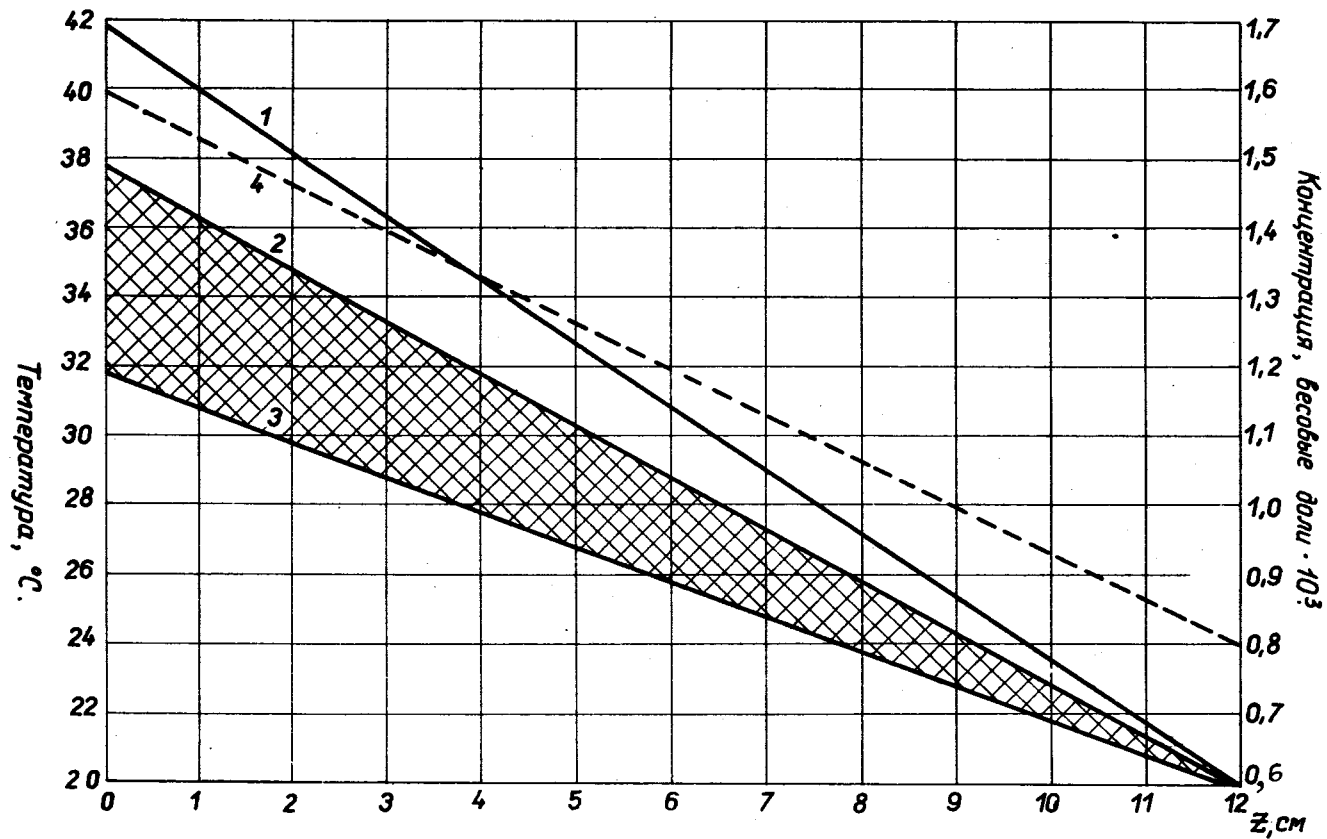


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для раствора воды в бензоле.