

УДК 541.64 : 539.199

© 1991 г. Д. К. Климов, А. Р. Хохлов

## ПОЛИМЕРНАЯ ЦЕПЬ В РАСТВОРЕ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ

На основе теории скейлинга рассмотрено комплексообразование длинной полимерной цепи и нескольких сферических частиц с приповерхностными адсорбционными притягивающими слоями. Показано, что, если положение частиц в пространстве фиксировано, полимерная цепь в составе комплекса оказывается сильно растянутой. Адсорбируясь на большом числе частиц, она приобретает развернутую конформацию, размер которой существенно превышает размер свободной цепи. Образование комплекса (адсорбция) при этом осуществляется как фазовый переход первого рода. При комплексообразовании с подвижными частицами, напротив, дополнительное натяжение цепи отсутствует, а размер цепи после входления в комплекс не претерпевает существенных изменений. В этом случае образование комплекса остается фазовым переходом первого рода, однако близким по характеру к переходу второго рода, поскольку при приближении к точке этого перехода происходит существенное разбухание адсорбционных слоев в комплексе.

Взаимодействие коллоидных частиц и полимерных цепей рассматривали с точки зрения статистической физики макромолекул в большом числе работ [1–4]. Интерес к этому вопросу связан с проблемой стабилизации и агрегирования коллоидных растворов.

Большинство работ касалось теоретического описания комплексообразования коллоидной частицы с одной или многими макромолекулами из полимерного раствора. Такая постановка правомерна, если размер частицы намного превышает размер полимерного клубка. Возможна, однако, и противоположная ситуация: она, как правило, реализуется при адсорбции на белковых молекулах или мицеллярных образованиях. В этом случае полимерная цепь адсорбируется сразу на нескольких частицах (рис. 1). Различные вопросы, связанные с теоретическим описанием подобных комплексов, рассматривали в работах [5–8].

В настоящей статье проведен простой анализ этих комплексов, основанный на теории скейлинга [9], и сделан ряд новых выводов об их структуре и свойствах. Рассмотрена также родственная система, которая отличается от изображенной на рис. 1 только тем, что положения частиц жестко фиксированы в пространстве. Задача о поведении полимерной цепи, блуждающей среди совокупности таких частиц, на которых участки цепи могут адсорбироваться, не только представляет фундаментальный интерес, но может иметь и практическое значение, например, при описании конформации макромолекулы в геле с распределенными по нему центрами адсорбции. Поскольку решение этой задачи оказывается необходимым этапом при рассмотрении вопроса о подвижных коллоидных частицах, ниже мы начнем именно с нее.

**Полимерная цепь в системе неподвижных частиц.** Пусть полимерная цепь ( $N$  звеньев, размер звена  $a$ ) блуждает среди совокупности сферических частиц радиуса  $R$  (рис. 2). Будем считать, что центры частиц случайно распределены в пространстве, концентрация частиц  $c$ , среднее расстояние между ними  $l=c^{-1/3}$ . Взаимодействие частиц и макромолекулы сводится к тому, что, во-первых, звенья полимерной цепи не могут проникать внутрь частиц (стрическое отталкивание) и, во-вторых, каждая частица окружена областью тонкой приповерхностной «потенциальной ямы» толщиной  $\delta \sim a$ , такой, что при попадании внутрь этой области звено макро-

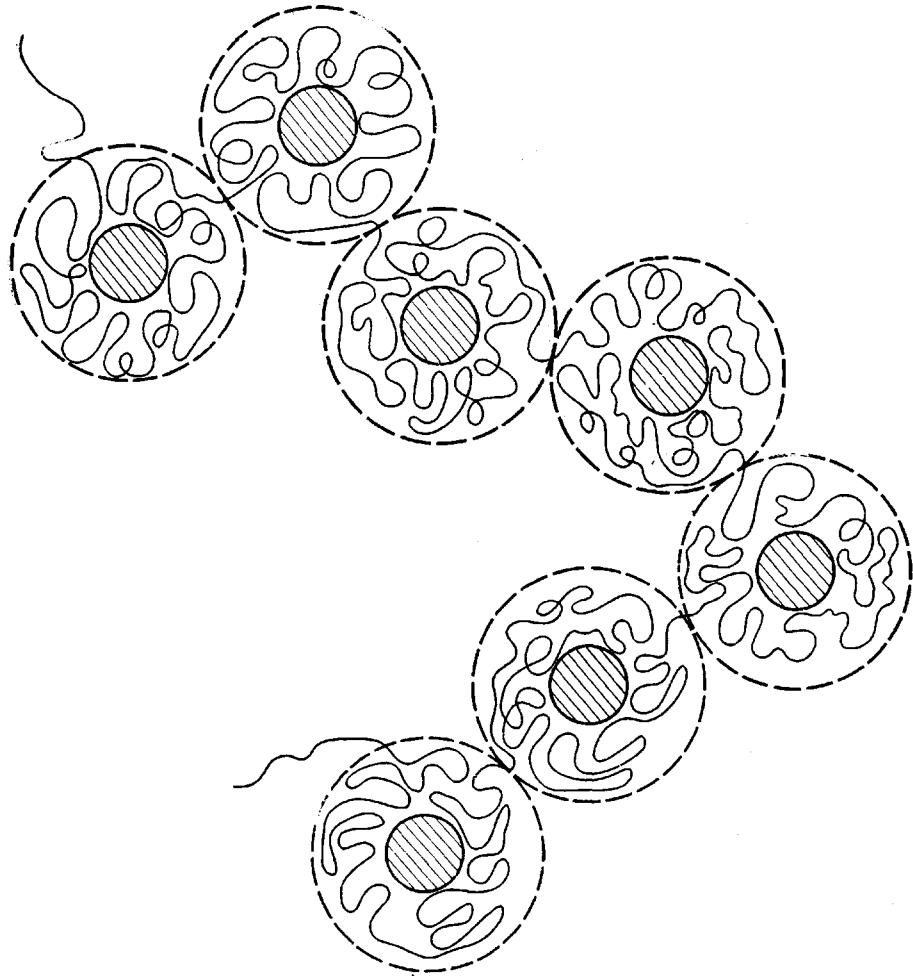


Рис. 1. Комплекс полимерная цепь –  $k$  коллоидных частиц

молекулы приобретает отрицательную энергию  $-\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon^*$ , где  $\varepsilon^* = T \frac{a^*}{\delta^*}$  – критическая энергия адсорбции на плоскости (рис. 2).

Запишем выражение для свободной энергии  $F$  комплекса полимерная цепь – коллоидные частицы, полагая, что полное число связанных с цепью частиц равно  $k$ . Величину  $F$  будем отсчитывать от неадсорбированного состояния. Тогда в рамках обычного подхода теории скейлинга [9] можно записать

$$F = F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5 \quad (1)$$

Здесь  $F_1 \sim -\Delta\varepsilon$  – вклад в свободную энергию за счет тех звеньев, которые попали в приповерхностную потенциальную яму коллоидных частиц, а  $F_2$  – потери в энтропии, связанные с адсорбцией цепи на частицах, т. е. с образованием приповерхностного адсорбционного слоя толщиной  $\Delta$  ([9, 10] и рис. 2). Мы будем считать, что  $\Delta \ll R$ ; ниже будет показано, что в комплексе рассматриваемого типа это всегда так.

Если через  $N_c$  обозначить среднее число звеньев в адсорбционном слое каждой частицы, то для  $F_1$  и  $F_2$  можно записать оценки (ср. [9])

$$F_1 \sim -k\Delta\varepsilon \frac{\delta}{\Delta} N_c \quad (2)$$

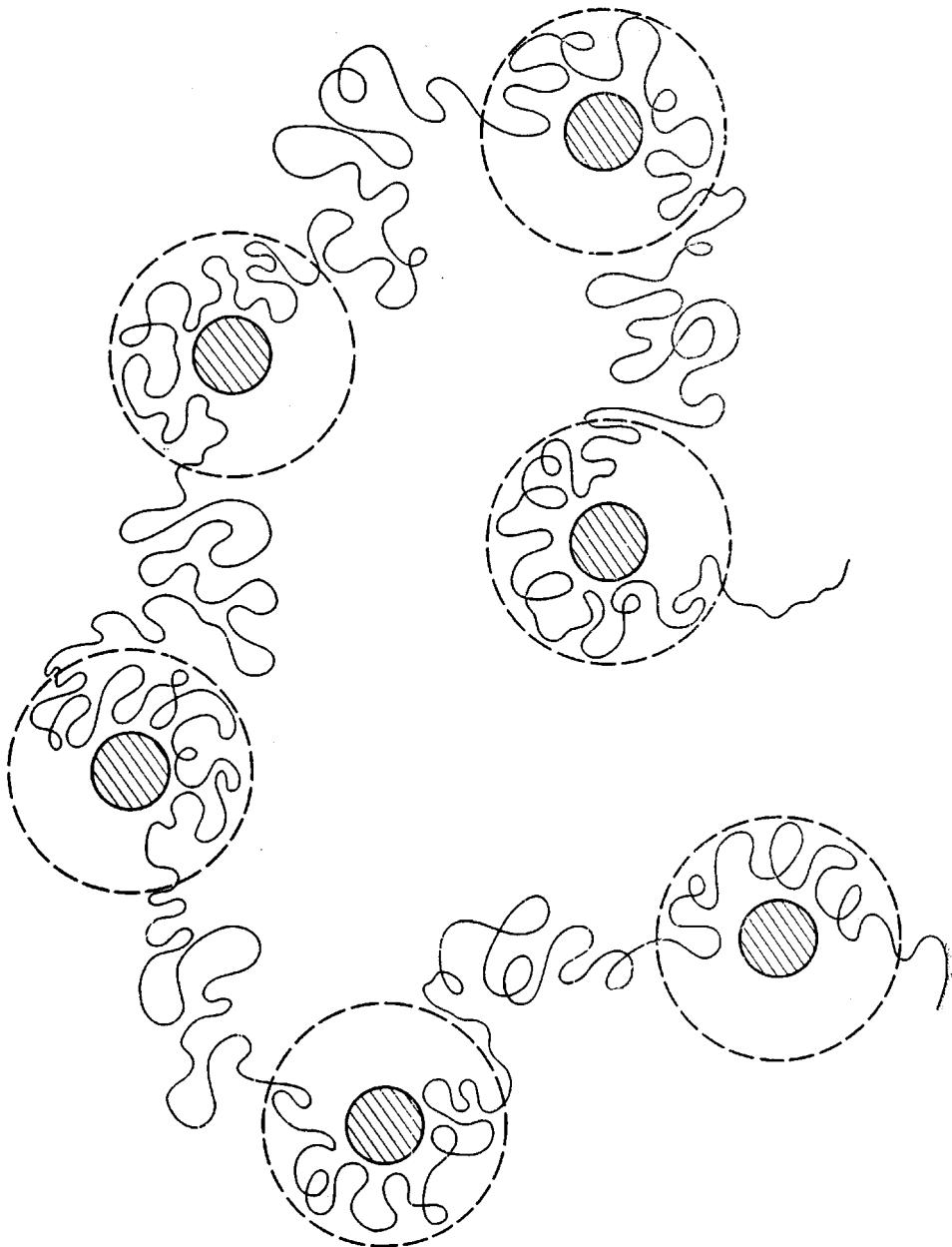


Рис. 2. Полимерная цепь в системе неподвижных частиц с приповерхностными потенциальными ямами

$$F_2 \sim kTN_a \frac{a^2}{\Delta^2} \quad (3)$$

Температура  $T$  здесь и в дальнейшем выражается в энергетических единицах. Чтобы вместо оценок по порядку величины записать знаки равенства, необходимо домножить выражения (2) и (3) на константы порядка единицы. Для краткости записи мы не будем учитывать этого усложнения в следующих ниже формулах. Как это часто делается в выкладках теории скейлинга, положим

$$F_1 = -k\Delta\varepsilon \frac{\delta}{\Delta} N_a, \quad F_2 = kTN_a \frac{a^2}{\Delta^2} \quad (4)$$

То обстоятельство, что в последующих выкладках каждое из слагаемых входит со своим коэффициентом порядка единицы, будет при этом неявно подразумеваться.

Слагаемое  $F_3$  в выражении (1) описывает взаимодействие звеньев в адсорбционных слоях. Будем считать, что растворитель для звеньев полимерной цепи является хорошим и что объемная доля полимера в адсорбционных слоях  $\phi$  невелика (случай слабой адсорбции [9]; обобщение на случай  $\phi \sim 1$  не представляет затруднений). Тогда вклад  $F_3$  может быть учтен во втором вироальном приближении

$$F_3 \sim kTB \frac{N_g^2}{R^2 \Delta}, \quad (5)$$

поскольку объем адсорбционного слоя при  $\Delta \leq R$  имеет порядок  $R^2 \Delta$ . Для гибких цепей в хорошем растворителе  $B \sim a^3$ , поэтому с учетом замечания после формулы (4) имеем

$$F_3 = kTa^3 \frac{N_g^2}{R^2 \Delta} \quad (6)$$

Слагаемое  $F_4$  в формуле (1) относится не к адсорбционным слоям, а к участкам цепи, соединяющим слои, относящимся к различным частичкам. Мы покажем, что в равновесии эти участки находятся в напряженном сильно растянутом состоянии;  $F_4$  и есть свободная энергия, связанная с этим растяжением. Обозначим среднее число звеньев в расчете на участок цепи, соединяющий два адсорбционных слоя, через  $N_F$ . Поскольку полное число звеньев в цепи есть  $N$ , величины  $N_g$  и  $N_F$  связаны между собой соотношением

$$kN_g + (k-1)N_F = N \quad (7)$$

Расстояние между концами участка цепи из  $N_F$  звеньев порядка расстояния  $l$  между соседними коллоидными частицами, поэтому имеем

$$F_4 = (k-1)T \frac{l^2}{N_F a^2} \quad (8)$$

Соотношение (8) справедливо при  $N_F a \gg l$ , при  $N_F a \sim l$ , когда цепь близка к пределу полного растяжения, оно должно быть модифицировано.

Наконец, слагаемое  $F_5$  связано с тем, что растянутыми могут оказаться не только участки макромолекулы, соединяющие соседние адсорбционные слои, но и участки, принадлежащие самим этим слоям. Растяжение при этом идет вдоль поверхности слоев; соответствующий вклад энтропии по аналогии с формулой (8) может быть записан в виде

$$F_5 = kT \frac{R^2}{N_g a^2}, \quad (9)$$

поскольку расстояние между концами цепи из  $N_g$  звеньев порядка  $R$ . Отметим, что при  $R^2 > N_g a^2$  растянутая цепь в адсорбционном слое уже не полностью «обволакивает» коллоидную частицу.

Формулы (1), (4), (6), (8), (9) полностью задают свободную энергию комплекса полимерная цепь —  $k$  коллоидных частиц. Для определения структуры этого комплекса величина  $F$  должна быть проминимизирована по параметрам  $k$ ,  $\Delta$ ,  $N_F$ ,  $N_g$  с учетом дополнительного условия (7) (число независимых параметров минимизации, таким образом, равно трем). Ниже приводятся выводы, к которым можно прийти в результате минимизации.

При высоких температурах величина  $F$  всегда положительна, что соответствует отсутствию адсорбции полимерной цепи на коллоидных частицах. При понижении температуры комплекс впервые образуется при

$$T_c \sim \epsilon \frac{\delta^2}{a^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta}{(aR)^{\eta}}} \quad (10)$$

Таким образом,  $T_c$  есть «температура захвата» полимерной цепи приповерхностными потенциальными ямами коллоидных частиц.

Образование комплекса происходит как фазовый переход первого рода; конформационные характеристики макромолекулы при этом существенно изменяются. Параметры комплекса в точке перехода таковы:

$$\Delta \sim (aR)^{\frac{1}{2}}, k \sim N(aR)^{\frac{1}{2}}al^{-2}$$

$$N_G \sim \left(\frac{R}{a}\right)^{\frac{1}{2}} \ll N_F \sim \frac{N}{k} \quad (11)$$

Видно, что при  $R \gg a$ ,  $a \ll \Delta \ll R$ , т. е. адсорбционные слои в образующемся комплексе соответствуют режиму слабой адсорбции, вместе с тем их размер намного меньше  $R$ . В точке образования комплекса доля звеньев в адсорбционных слоях невелика ( $N_G \ll N_F$ ); большинство звеньев принадлежит свободным участкам цепи.

Наиболее неожиданный результат получается, если вычислить среднеквадратичный размер  $\langle s^2 \rangle$  адсорбированной цепи. Поскольку отдельные участки цепи из  $N_F$  звеньев полностью независимы друг от друга, можно записать (рис. 2)

$$\langle s^2 \rangle \sim kl^2 \quad (12)$$

При  $T=T_c$  это дает

$$\frac{\langle s^2 \rangle}{\langle s^2 \rangle_0} \sim \left(\frac{R}{a}\right)^{\frac{1}{2}} \gg 1, \quad (13)$$

где  $\langle s^2 \rangle_0 \sim Na^2$  — размер неадсорбированной цепи. Таким образом, после адсорбции размер макромолекулы не уменьшается, как можно было бы ожидать, а существенно увеличивается. Физический смысл этого результата состоит в том, что для полимерной цепи в составе комплекса выгодно, чтобы максимальная доля звеньев находилась в приповерхностных потенциальных ямах. А поскольку «число мест» в каждой такой яме ограничено, макромолекула стремится адсорбироваться на возможно большем числе частиц за счет растяжения участков из  $N_F$  звеньев, соединяющих адсорбционные слои соседних частиц. Действительно, расчет показывает, что при  $T=T_c$ ,

$$\frac{l^2}{N_F a^2} \sim \frac{R^2}{N_G a^2} \sim \left(\frac{R}{a}\right)^{\frac{1}{2}} \gg 1, \quad (14)$$

т. е. цепь оказывается существенно растянутой. Кстати, именно за счет энтропийных потерь от такого растяжения и происходит разрушение комплекса, когда температура, повышаясь, достигает  $T_c$ .

Опишем теперь конформационные изменения, которые будут происходить с адсорбированной макромолекулой по мере уменьшения температуры (при  $T < T_c$ ): В области  $\epsilon \frac{\delta^2}{a^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta}{R} \left(\frac{l}{a}\right)^{\frac{1}{2}}} < T < T_c \sim \epsilon \frac{\delta^2}{a^2}$ .

$\cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta}{(aR)^{\frac{1}{2}}}}$  характеристики комплекса таковы:

$$\Delta \sim \frac{a}{u}, \quad k \sim Nu^3 \frac{R^2}{l^2}, \quad N_G \sim u \frac{R^2}{a^2} \ll N_F \sim \frac{N}{k} \quad (15)$$

$$\frac{\langle s^2 \rangle}{\langle s^2 \rangle_0} \sim u^3 \frac{R^2}{a^2} \quad (16)$$

$$\frac{F}{T} \sim -Nu^3 \frac{R^4}{l^2 a^2} + Nu^2 \frac{R^2}{l^2}, \quad (17)$$

где  $u = \Delta \epsilon \delta / a T$  — характерное безразмерное отношение, связанное с глубиной приповерхностных потенциальных ям. Видно, что с уменьшением тем-

пературы толщина адсорбционного слоя  $\Delta$  падает, одновременно растет число частиц в адсорбционном слое  $N_g$  (для области, для которой записаны равенства (15)–(17), все еще  $N_g \ll N_F$ ), а также число  $k$  частиц, на которых происходит адсорбция. Последнее обстоятельство связано с тем, что выгодность нахождения звена в адсорбционном слое с уменьшением  $T$  увеличивается, поэтому макромолекула стремится образовывать все большее число адсорбционных слоев за счет адсорбции на новых частицах. За счет большого растяжения цепи размеры макромолекулы при этом увеличиваются, как это видно из формулы (16).

Растяжение цепи при уменьшении температуры за счет присоединения в состав комплекса новых частиц прекращается при  $T \sim T' \sim \varepsilon \frac{\delta^2}{a^2}$ .

$$\frac{1}{1 + \frac{\delta}{R} \left( \frac{l}{a} \right)^{\frac{1}{2}}} \left( u' \sim \frac{(al)^{\frac{1}{2}}}{R} \right) \quad \text{когда мы переходим в новый режим. При } T <$$

$< T'$  число звеньев в адсорбционных слоях превышает их число в цепях, соединяющих эти слои ( $N_g \gg N_F$ ), а характеристики комплекса задаются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \Delta &\sim \frac{a}{u}, \quad k \sim N \frac{a^{\frac{1}{2}}}{R l^{\frac{1}{2}}} \\ N_F &\sim \frac{l}{au} \ll N_g \sim \frac{N}{k} \\ \frac{\langle s^2 \rangle}{\langle s^2 \rangle_0} &\sim \frac{l}{R} \left( \frac{l}{a} \right)^{\frac{1}{2}} \gg 1, \end{aligned} \quad (18)$$

т. е. число  $k$  частиц в комплексе и размеры комплекса с понижением температуры более не меняются. Изменяются лишь такие характеристики, как толщина адсорбционного слоя  $\Delta$  (уменьшается с температурой) и напряжение в цепях, соединяющих адсорбционные слои (увеличивается). При  $u \sim 1$  это растяжение может стать настолько сильным, что цепь из  $N_F$  звеньев оказывается близкой к пределу полного растяжения. Впрочем, при этом становится  $\Delta \sim a$ , и уже нельзя применять приближение слабой адсорбции.

Заметим в заключение, что, как показал расчет, во всех описанных режимах существования комплекса слагаемое  $F_3$ , связанное с исключенным объемом в адсорбционных слоях, играло вторичную роль. Поэтому различные модификации выражения (6), например учет растяжения цепи вдоль адсорбционного слоя, не меняют полученных выше формул.

**Полимерная цепь в растворе подвижных частиц.** Рассмотрим теперь случай собственно раствора коллоидных, белковых или мицеллярных частиц, на которых может адсорбироваться полимерная цепь. При этом сохраним модель взаимодействия частиц и звеньев макромолекулы, принятую в предыдущем разделе; существенное отличие состоит в том, что теперь частицы могут перемещаться в пространстве, положения их центров не зафиксированы. Будем считать раствор частиц (в отсутствие макромолекулы) достаточно разбавленным, тогда его химический потенциал  $\mu_0 = -T \ln(cR^3) < 0$ .

Макромолекула, адсорбируясь на приповерхностных потенциальных ямах  $k$  частиц, может образовывать с ними комплекс (рис. 1). При этом очевидно, что в записи для свободной энергии комплекса в принципе могут присутствовать все перечисленные выше вклады  $F_1$ – $F_5$  (формулы (4), (6), (8), (9)) и, кроме того, появляется дополнительный вклад  $F_6$ , связанный с тем, что при входлении в комплекс коллоидные частицы теряют энтропию независимого трансляционного движения. Очевидно, что

$$F_6 = -k\mu_0 \quad (19)$$

Однако то обстоятельство, что частицы теперь подвижны, приводит к ряду существенных упрощений. Прежде всего покажем, что участки цепи

из  $N_f$  звеньев, соединяющие соседние адсорбционные слои, в данном случае будут отсутствовать ( $N_f=0, N_c=N/k$ ). Действительно, зафиксируем на время положения всех частиц, т. е. вернемся к ситуации, рассмотренной выше (рис. 2). Предположим теперь, что мы постепенно уменьшаем расстояние между частицами в комплексе. Из формулы (17) следует, что при этом свободная энергия  $F$  уменьшается. Это означает, что между соседними частицами комплекса на рис. 2 возникает сила притяжения (физическими причиной этой силы — натяжение в соединяющей цепи из  $N_f$  звеньев). Если теперь освободить частицы, то под действием этой силы они будут стремиться сблизиться друг с другом вплоть до непосредственного соприкосновения адсорбционных слоев (как это показано на рис. 1). При этом сильно растянутые энтропийно невыгодные участки цепи из  $N_f$  звеньев исчезнут, не будет и вклада  $F_z$  в свободную энергию.

Другое упрощение связано с тем, что для равновесного комплекса можно сразу написать следующую оценку для числа частиц  $k$ :

$$k \sim N \frac{a^2}{R^2} \quad (20)$$

Соотношение (20) означает, что число частиц комплекса должно быть таково, чтобы адсорбционные слои полностью «обволакивали» все коллоидные частицы и при этом цепи в этих слоях были бы нерастянутыми. Действительно, предположим, что равновесное значение  $k$  превышает  $Na^2/R^2$ . Из анализа выражений (4), (6), (9), (19) следует, что при этом происходит потеря в энтропии, связанная с растяжением цепи (слагаемое (9)) и адсорбией дополнительных частиц (слагаемое (19)), в то же время отсутствуют факторы, делающие такое увеличение  $k$  выгодным с точки зрения свободной энергии. Предположим теперь, что  $k < Na^2/R^2$ ; при этом достигается небольшой выигрыш в трансляционной энтропии адсорбированных частиц, однако имеет место гораздо больший проигрыш в свободной энергии за счет возрастания взаимодействий типа исключенного объема в адсорбционных слоях (слагаемое (6)). Поэтому значение  $k$ , отвечающее минимуму свободной энергии, дается формулой (20).

Результат (20) может быть получен и формально из выражения для  $F$ , задаваемого формулами (1), (4), (6), (9), (19), если только принять во внимание, что свободную энергию объемных взаимодействий можно записать в виде соотношения (6) лишь при  $N_c a^2 \gg R^2$ . При  $N_c a^2 \ll R^2$ , т. е. для сильно растянутой цепи, вклад  $F_z$  должен уменьшаться быстрее, чем это следует из формулы (6), которая записана в приближении самосогласованного поля [10]. Оценка, полученная на основе теории скейлинга, показывает, что при  $N_c a^2 \ll R^2$  вкладом  $F_z$  в свободную энергию рассматриваемого комплекса можно пренебречь.

Соотношение (20) важно для понимания равновесной структуры комплекса. В принципе изображенная на рис. 1 структура «ожерелья» связанных цепью частиц вовсе не обязана иметь место. Альтернативный гипотетический вариант показан на рис. 3. Здесь полимерная цепь в ходе блуждания может несколько раз посетить адсорбционный слой данной частицы. Приведенное выше изложение позволяет понять, почему этот вариант менее выгоден. Во-первых, отдельные участки цепи в адсорбционных слоях оказываются для структуры комплекса, представленного на рис. 3, сильно растянутыми (если полимерная цепь входит в слой несколько раз, то число звеньев в каждом таком участке намного меньше  $N/k$ ). Это ведет к существенным энтропийным потерям. Во-вторых, конформация на рис. 3 более компактная, следовательно, положительный вклад в свободную энергию, связанный с отталкиванием звеньев, для нее выше.

Для определения толщины адсорбционного слоя  $\Delta$  нужно теперь подставить полученный результат (20) в выражение для  $F$  и провести минимизацию этого выражения по  $\Delta$ . Результат не зависит от  $\mu_0$  и  $R$  и имеет вид

$$\Delta \sim \frac{a}{u - u_c}, \quad (21)$$

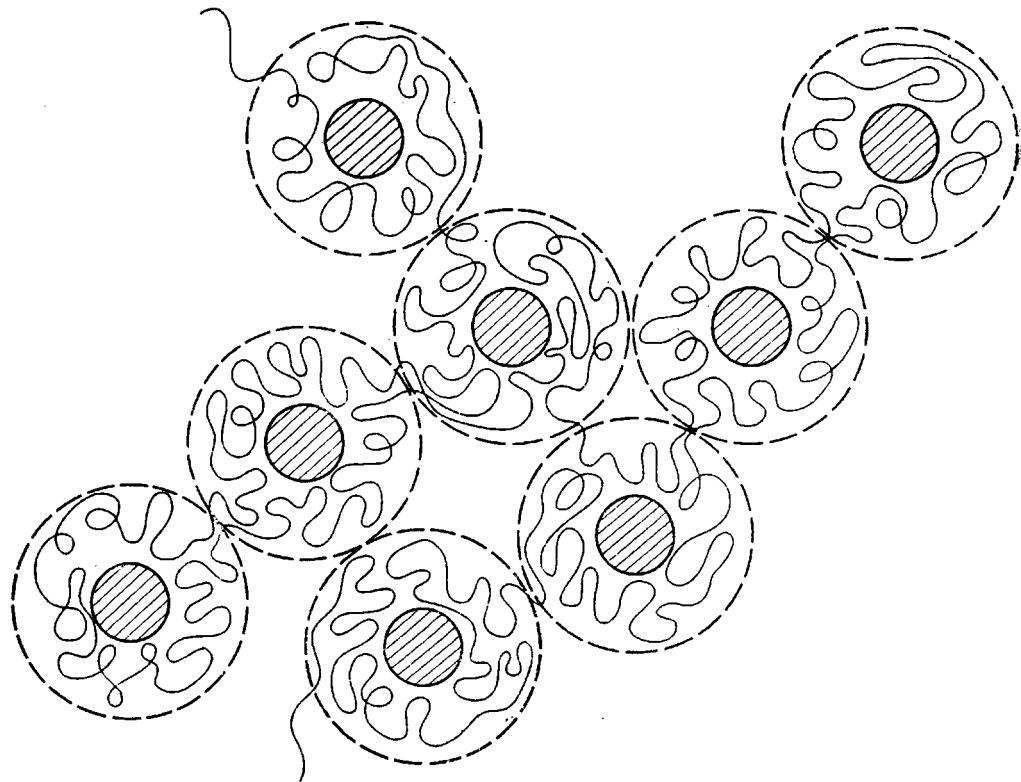


Рис. 3. Гипотетическая альтернативная структура комплекса полимерная цепь –  $k$  коллоидных частиц

где  $\nu = \Delta \varepsilon \delta / aT$ , а  $\nu_c = \Delta \varepsilon \delta / aT_c$  – константа порядка единицы. Разумеется, отношение (21) имеет смысл только при положительном знаменателе, т. е.

при достаточно низких температурах  $T < T_c \sim \varepsilon \frac{\delta^2}{a^2} \frac{1}{1 + \frac{\delta}{a}}$ . При приближе-

нии к критической точке  $T_c$  величина  $\Delta$  ведет себя пропорционально  $|\tau|^{-1}$  ( $\tau = (T - T_c)/T_c$ ), что характерно для толщины адсорбционного слоя при приближении к точке адсорбции [10].

Однако разрушение комплекса и освобождение коллоидных частиц происходит при температуре, несколько меньшей  $T_c$ . Это связано с существованием вклада  $F_6 > 0$  (формула (19)) в выражении для свободной энергии. В результате свободная энергия комплекса обращается в нуль не при температуре  $T_c$  (при которой равна нулю сумма  $F_1 + F_2 + F_3$ ), а при  $T_{tr} < T_c$ .

$$T_{tr} \sim \varepsilon \frac{\delta^2}{a^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta}{a} + \frac{\delta}{R} |\ln cR^3|^{1/2}} \quad (22)$$

Образование комплекса, как легко понять, можно характеризовать как фазовый переход первого рода: изменение свободной энергии  $F$  и ширины адсорбционного слоя  $\Delta$  вблизи  $T_{tr}$  показаны на рис. 4. Величина  $\Delta$  при  $T = T_{tr}$  оказывается равной  $\Delta(T_{tr}) = R(|\ln cR^3|)^{-1/2}$ . Таким образом, уже при образовании комплекса  $\Delta < R$ , причем ширина адсорбционного слоя тем меньше, чем меньше концентрация раствора коллоидных частиц. По мере дальнейшего снижения температуры величина  $\Delta$  уменьшается, и в конце концов мы выходим из режима слабой адсорбции, когда для учета объемного взаимодействия звеньев в адсорбционном слое можно использовать второе вирיאльное приближение.

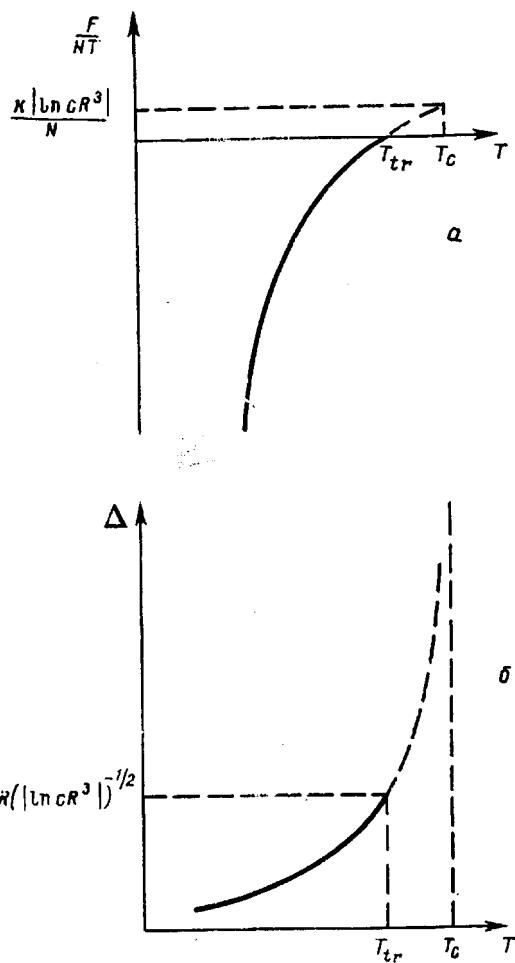


Рис. 4. Свободная энергия комплекса  $F$  (а) и ширина адсорбционного слоя  $\Delta$  (б) вблизи температуры разрушения комплекса

Несмотря на то что рассматриваемый переход (образование комплекса) происходит скачкообразно и является фазовым переходом первого рода, при определенных условиях, а именно когда параметр  $(|\ln cR^3|)^{1/2}(\delta/R)$  намного меньше единицы, он близок к переходу второго рода (рис. 4). Действительно, при этом температура  $T_{tr}$  близка к  $T_c$  (формула (22)), и из рис. 4 видно, что при приближении комплекса к  $T_{tr}$  происходит существенное разбухание предпереходного слоя, что характерно для адсорбционных фазовых переходов второго рода в обычных ситуациях [10].

Важной экспериментально измеряемой характеристикой является среднеквадратичный размер (радиус инерции) комплекса  $\langle s^2 \rangle$ . Для ситуации, показанной на рис. 1, можно записать

$$\langle s^2 \rangle \sim kR^2, \quad (23)$$

что с учетом соотношения (20) дает

$$\langle s^2 \rangle \sim Na^2, \quad (24)$$

т. е. средний размер макромолекулы в результате образования ею комплекса с коллоидными частицами по порядку величины не меняется. Если учесть отклонения статистики полимерной цепи от идеальной за счет исключенного объема звеньев и коллоидных частиц, то соотношения (23) и (24) должны быть слегка модифицированы, однако общий качественный вывод сохраняется неизменным: образование комплекса не ведет к значи-

тельным изменениям размера макромолекулы. Факт практической неизменности размеров при комплексообразовании в ситуациях, сходных с рассматриваемой в данной работе, был отмечен экспериментально [11]. Этот факт в рамках изложенной теории находит естественное объяснение.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dolan A. K., Edwards S. F.* // Proc. Roy. Soc. A. 1974. V. 337. P. 509.
2. *De Gennes P. G.* // C. r. Acad. Sci. B. 1979. V. 288. № 21. P. 359.
3. *De Gennes P. G.* // C. r. Acad. Sci. B. 1979. V. 289. № 5. P. 103.
4. *Joanny J. F., Leibler L., De Gennes P. G.* // J. Polymer Sci. Polymer Phys. Ed. 1979. V. 17. № 6. P. 1073.
5. *Alexander S.* // J. Phys. 1977. V. 38. № 8. P. 977.
6. *Pincus P. A., Sandroff C. J., Witten T. A.* // J. Phys. 1984. V. 45. № 4. P. 725.
7. *Halperin A.* // Europ. Letters. 1987. V. 4. № 4. P. 439.
8. *Marques C. M., Joanny J. F.* // J. Phys. 1988. V. 49. № 7. P. 1103.
9. *Де Женн П. Идеи скейлинга в физике полимеров.* М., 1982.
10. *Гросберг А. Ю., Хохлов А. Р. Статистическая физика макромолекул.* М., 1989.
11. *Касаикин В. А. Дис. ... д-ра хим. наук.* М.: МГУ, 1988.

Московский государственный  
университет им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию  
17.10.90

D. K. Klimov, A. R. Khokhlov

#### POLYMER CHAIN IN SOLUTION OF COLLOID PARTICLES

##### Summary

The formation of a complex between the long polymer chain and several spherical particles having the surface adsorptional attractive layers is described in the framework of the scaling theory. If the particles positions in the space are fixed the polymer chain in the complex is shown to be essentially elongated. Its adsorption on the many particles results in its unfolded conformation having dimensions essentially exceeding those of the free chain. Complex formation (adsorption) proceeds as the first-kind phase transition. On the contrary the complex formation with the mobile particles is not accompanied by the additional chain stretching and its size doesn't essentially change after introducing into a complex. In this case the complex formation is also the first-kind phase transition, but is close to the second-kind one, as an approximation to the point of this transition is accompanied by essential swelling of adsorptional layers in a complex.