

УДК 538.931

А. И. Мамыкин, М. Н. Шишкина
Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)

Формирование структур пониженной размерности на энергетически неоднородной поверхности полупроницаемых мембран

Рассмотрены особенности строения адсорбционных слоев на энергетически неоднородной поверхности биологических мембран и полупроводниковых сенсоров. На основе фундаментальных термодинамических уравнений показано, что в процессе адсорбции на энергетически неоднородной поверхности формируется гетерогенный адсорбционный слой со свойствами двумерного газа, находящегося при постоянном поверхностном давлении, и координационно-насыщенной фазы, близкой по свойствам к адсорбционной пленке. Показано, что структура координационно-насыщенной фазы имеет фрактальный характер с размерностью Хаусдорфа $1 < N < 2$, тогда как свойства двумерной газовой фазы позволяют рассматривать фазовый переход и формирование линии разрыва между поверхностными фазами как процесс роста кластера с фрактальной границей в процессе диффузии возбужденных частиц из двумерной газовой фазы. Диффузия на фрактальную границу формирующегося кластера рассмотрена с привлечением дробного оператора диффузии, в результате чего получено уравнение роста координационно-насыщенного кластера пониженной размерности. На основе полученного уравнения разработаны принципы математического моделирования процессов переноса на энергетически неоднородной поверхности сенсоров (биологических мембран).

Адсорбция, клеточная мембрана, фазовый переход, диффузионный слой, координационно-насыщенный кластер, энергетически неоднородная поверхность, структуры пониженной размерности

Адсорбция из жидких и газовых сред в той или иной степени сопровождается процессами агрегации сорбирующихся частиц, особенно если эти частицы заряжены в связи с наличием ионов и свободных радикалов в окружающей среде или свободных носителей заряда в объеме и на поверхности адсорбента. Присутствие ионов и радикалов в окружающей среде характерно для процессов агрегации, протекающих в коллоидных системах, в частности при формировании противоионных кластеров на интегрированных белках плазмалеммы [1], [2] в биологических системах и биосенсорах. Кластеры, образующиеся при адсорбции на клеточную мембрану из жидкой среды организма, имеют различную морфологию в зависимости от адсорбционной способности активного центра на поверхности, а также от преобладающего типа агрегации: частица–кластер или кластер–кластер. С другой стороны, наличие свободных носителей заряда, например в полупроводниковых сенсорах, использующих пористые кристаллы, позволяет получать высокодисперсные структуры с энергетически неоднород-

ной поверхностью, обладающие высокой адсорбционной способностью [3].

Свободные радикалы, в свою очередь, оказывают влияние как на характер агрегации частиц, так и непосредственно на топологию и энергетический рельеф поверхности адсорбента [4], [5]. Во всех случаях поверхностная агрегация формируется в процессе диффузии из приповерхностного пограничного слоя, существенно влияя на физические свойства сенсора [6], [7]. Энергетическая неоднородность адсорбирующей подложки и различие типов агрегации приводят к нарушению однородности диффузионного слоя в латеральном направлении, образуя неоднородности наномасштаба, которые, в свою очередь, способны формировать фрактальные структуры.

Энергетическая неоднородность поверхности пористого кристалла проявляется в том, что на гидрофобной поверхности полупроводника формируются активные центры в виде наноразмерных пор и образовавшихся в процессе обработки силановых и силоксановых групп, вокруг которых образуются агрегаты координационно-насыщенного по водо-

родным связям и динамически координированного монослоев соответственно [3], [6], [8].

Энергетическая неоднородность поверхности клеточной мембраны обусловлена прежде всего различным строением противоионных аквакомплексов в зависимости от того, формируются ли они в виде кластеров вокруг отрицательно заряженных интегрированных белков или покрывают часть плазмалеммы с дефектами структуры билипидного слоя [1], [2]. Таким образом, характер поляризации плазмалеммы, а следовательно, форма и интенсивность потенциала действия на ней, существенно зависят от топологии и поверхностной концентрации интегрированных белков, а также от формы и расположения дефектных участков плазмалеммы [9], [10], определяя характерное поведение импульсов действия для эукариотических клеток различных органов, тканей и других составляющих биосистемы.

Рассмотрим детально процесс формирования равновесного координационно-насыщенного кластера на энергетически неоднородной поверхности сенсора или липидного бислоя эукариотической клетки, отметив при этом определенную изоморфность процессов, происходящих в обеих структурах [10], [11]. Основным механизмом этих процессов по сути является поверхностным фазовым переходом $\{\omega\} \rightarrow \{\varepsilon\}$ в гетерогенном монослое [12], при котором достигается равновесие двух объемных фаз: адсорбент $\{a\}$ и пограничная фаза диффузионного слоя $\{\beta\}$, и двух поверхностных фаз: координационно-насыщенный $\{\omega\}$ и динамически координированный $\{\varepsilon\}$ монослой.

В равновесном состоянии для внутренней энергии поверхностных фаз фундаментальное уравнение имеет вид

$$du = T ds + \sigma_{\omega} da_{\omega} + \sigma_{\varepsilon} da_{\varepsilon} + \chi dl, \quad (1)$$

где T – температура поверхностного слоя; s – энтропия поверхностной фазы; a_{ε} – площадь динамически координированной фазы.

Равновесие поверхностных фаз определяется из условия минимума свободной энергии линии межфазного натяжения и поверхности адсорбированного кластера, для которых необходимо выполнение следующих условий, которые непосредственно следуют из уравнения (1):

$$l d\chi + \left(a_{\omega\chi} - a_{\varepsilon}^{(\chi)} \right) d\sigma_{\omega} + a_{\varepsilon}^{(\chi)} d\sigma_{\varepsilon} + s_{\omega\chi} dT - a_{\omega\chi} mD dj = 0 \quad (2)$$

для линии межфазного натяжения и

$$\left(a_{\omega\varepsilon} - a_{\varepsilon} \right) d\sigma_{\omega} + a_{\varepsilon} d\sigma_{\varepsilon} + s_{\omega\varepsilon} dT - a_{\omega\varepsilon} mD dj = 0 \quad (3)$$

для поверхности адсорбированного кластера.

Оба уравнения записаны в переменных фазы $\{\omega\}$ (со стороны координационно-насыщенного кластера). Кривизна линии разрыва с учетом очевидного обстоятельства, что вогнутость линии располагается со стороны координационно-насыщенной фазы, учитывается выражением [12]

$$d\sigma_{\omega} = d\sigma_{\varepsilon} - \frac{d\chi}{r} + \frac{\chi}{r^2} dr. \quad (4)$$

В (1)–(4) l – молярная длина линии разрыва поверхностных фаз; χ – линейное натяжение линии разрыва; $s_{\omega\varepsilon}$, $a_{\omega\varepsilon}$ – энтропийный и поверхностный молярные эффекты фазового обмена $\{\omega\} \rightarrow \{\varepsilon\}$; $s_{\omega\chi}$, $a_{\omega\chi}$ – соответствующие эффекты перехода из фазы $\{\omega\}$ на линию разрыва; a_{ω} – молярная площадь координационно-насыщенного кластера; $a_{\varepsilon}^{(\chi)}$ – молярная площадь части линии разрыва, прилегающая к линии натяжения со стороны фазы $\{\omega\}$; σ_{ω} , σ_{ε} – поверхностные натяжения соответствующих фаз; r – радиус кривизны линии натяжения; D – коэффициент диффузии аквакомплекса из приграничного слоя; m – масса сорбируемого агрегата; j – плотность потока диффузии из пограничного слоя. Для фазового обмена $\{\varepsilon\} \rightarrow \{\omega\}$ справедливы симметричные обозначения, так что соответствующие условия имеют вид

$$l d\chi + \left(a_{\varepsilon\chi} - a_{\varepsilon}^{(\chi)} \right) d\sigma_{\varepsilon} + a_{\varepsilon}^{(\chi)} d\sigma_{\omega} + s_{\varepsilon\chi} dT - a_{\varepsilon\chi} mD dj = 0;$$

$$\left(a_{\varepsilon\omega} - a_{\omega} \right) d\sigma_{\varepsilon} + a_{\omega} d\sigma_{\omega} + s_{\varepsilon\omega} dT - a_{\varepsilon\omega} mD dj = 0.$$

Равновесие координационно-насыщенного кластера и диффузионного слоя внешней среды описывается соотношением

$$s_{\beta\omega} dT - a_{\beta\omega} mD dj + a_{\omega} d\sigma_{\omega} = 0; \quad (5)$$

в переменных фазы $\{\omega\}$ для координационно-насыщенного кластера, а также в переменных фазы $\{\varepsilon\}$ для динамически координированной адсорбции

$$s_{\beta\varepsilon} dT - a_{\beta\varepsilon} mD dj + a_{\beta\varepsilon} d\sigma_{\varepsilon} = 0. \quad (6)$$

Индекс β в выражениях (5) и (6) обозначает фазу пограничного диффузионного слоя и определяет обмен частицами между фазами $\{\beta\}$ и $\{\omega\}$, $\{\beta\}$ и $\{\varepsilon\}$.

Рассматривая изотермический процесс формирования гетерогенного адсорбционного слоя на энергетически неоднородной поверхности мембраны, следует иметь в виду, что изменение площади поверхности динамически координированной фазы не влияет на интенсивность диффузионного потока из промежуточного слоя на поверхность плазмалеммы. Следовательно, приняв $d\sigma_\varepsilon = 0$, получим из уравнений (1) и (2) с учетом фазового обмена $\{\varepsilon\} \rightarrow \{\omega\}$ для межфазной границы в параметрах фазы $\{\omega\}$ уравнение, определяющее равновесие линии разрыва между поверхностными фазами гетерогенного слоя,

$$\lambda\chi = -\left(\frac{1}{2}a_{\omega\varepsilon} - a_{\omega\chi}\right)mD dj + \left(\frac{1}{2}a_{\omega\varepsilon} - \frac{1}{2}a_\varepsilon + a_{\varepsilon\chi} - a_{\omega\chi}\right)d\sigma_\omega. \quad (7)$$

Из уравнений равновесия гетерогенной поверхностной фазы и граничного диффузионного слоя, взятых с учетом $dT = 0$, $d\sigma_\varepsilon = 0$, получим

$$(a_\omega - a_{\omega\varepsilon} + a_\varepsilon)d\sigma_\omega = -(a_{\omega\beta} + a_{\omega\varepsilon} - a_{\varepsilon\beta})mD dj.$$

После подстановки в (5) уравнения (3) получаем уравнение в полных дифференциалах вида

$$-\frac{1}{r}(a_\omega - a_{\omega\varepsilon} + a_\varepsilon)d\chi + \frac{\chi}{r^2}(a_\omega - a_{\omega\varepsilon} + a_\varepsilon)dr - (a_{\varepsilon\beta} - a_{\omega\beta} - a_{\omega\varepsilon})mD dj = 0.$$

С учетом симметричных соотношений вида $a_{ik} = a_k - a_i$ придем к окончательному уравнению состояния кластера координационно-насыщенного монослоя на энергетически неоднородной поверхности плазмалеммы

$$-\frac{2}{r}a_\omega d\chi + \frac{2\chi}{r^2}a_\omega dr - 2(a_\omega - a_\varepsilon)mD dj = 0.$$

Из (7) следует, что адсорбция на энергетически неоднородной поверхности неизбежно формирует кластеры пониженной размерности, соотношение между площадью и средним радиусом которых характеризуется вариацией показателя степени у радиуса в пределах от 1 до 2.

Аналогичный вывод следует также из рассмотрения уравнения для свободной энергии координационно-насыщенного кластера, из которого может быть получено конкретное значение его фрактальной размерности. Соответствующее уравнение имеет вид

$$\sigma_\omega da_\omega + \chi_\omega dl_\omega = -T ds - mDj da_\omega.$$

Таким образом, рост координационно-насыщенной фазы вокруг заряженного центра адсорбции биомембраны описывается степенной зависимостью между средним радиусом кластера и его площадью

$$a_\omega = \alpha r_0^H, \quad (8)$$

где α – форм-фактор, являющийся константой, которая определяется геометрией рассматриваемой фигуры, H варьируется в пределах от 1 до 2, будучи, по сути, размерностью Хаусдорфа [13]. Выражение (8) вполне согласуется с экспериментально наблюдаемой закономерностью изменения интегральной интенсивности широкой компоненты спектра ЯМР в гидратированном пористом кристалле, связывающее рост площади координационно-насыщенной адсорбированной фазы с изменением влажности [6]. Соответствующее выражение в актуальных обозначениях имеет вид

$$a_\omega = a_{\omega s} (h - h_s)^H,$$

где h – влажность среды; h_s – критическая влажность, соответствующая насыщению наноразмерных пор; $H = 1.56 \pm 0.24$ – экспериментально измеренная размерность Хаусдорфа. Тем самым демонстрируется определенная изоморфность процессов адсорбции в плазмалемме и пористой структуре, объединяющий фактор в которой – энергетическая неоднородность адсорбционных центров на гидрофобной поверхности адсорбента.

Степенной закон роста координационно-насыщенного кластера характерен для различных процессов и, вообще говоря, описывает диффузию возбужденных частиц из некоторой области пространства к границам, где частицы теряют свою активность. В данном случае при неизменном потоке частиц из пограничного слоя к поверхности мембраны диффузия сорбированных частиц к границе раздела поверхностных фаз относится к той же категории явлений. Предполагается, что в наблюдаемых степенных закономерностях фундаментальную роль играет геометрия среды [14].

Фаза динамически координированного слоя – это, по сути, двумерный газ с центрами конденсации вокруг дефектов жидкокристаллической матрицы. Аналогичная структура адсорбированной фазы формируется на поверхности пористого кристалла, где основными центрами адсорбции являются наноразмерные поры, а расположенные случайным образом силановые и силоксановые группы, адсорбция на которых слабее, также иг-

рают роль центров конденсации двумерного газа. Поэтому динамически координированную поверхностную фазу можно также описывать в терминах поверхностного давления (заменяв σ_ε на $-\pi$) в условиях изобарного процесса (ранее показано, что $d\sigma_\varepsilon = 0$).

Процесс роста кластера с фрактальной границей описывается обобщенным уравнением диффузии, в которое в данном случае включен оператор дробной производной [15]. Для кластера достаточно больших размеров (имеется в виду, что средний радиус кластера превышает диффузионную длину сорбированных частиц) в рассматриваемом случае проблема диффузии к самоподобным границам отображается следующим соотношением

$$j_{\varepsilon\chi f}(\rho, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left[D_{\varepsilon f}(t) \frac{\partial C_\varepsilon(\rho, t)}{\partial \rho} \right],$$

где $j_{\varepsilon\chi f}(\rho, t)$ – плотность потока из двумерной газовой фазы на границу раздела; $D_{\varepsilon f}(t)$ – зависящий в общем случае от времени коэффициент диффузии; $C(\rho, t)$ – поверхностная концентрация двумерного газа; ρ – радиальная координата, направленная к центру адсорбции. Для изобарного состояния динамически координированного слоя коэффициент диффузии (в данном случае – дробный оператор диффузии) не зависит явно от времени, поэтому для плотности потока диффузии на единицу длины линии разрыва получаем

$$j_{\varepsilon\chi f}(\rho, t) = D_\varepsilon \frac{\partial C_\varepsilon(\rho, t)}{\partial \rho},$$

где $C_\varepsilon(\rho, t)$ полагаем постоянным везде, кроме реактивного слоя вблизи линии разрыва между фазами. На линии разрыва, где сорбированные частицы теряют активность, получаем граничное условие $C_\varepsilon(\rho, t) = 0$. Соответствие между процессами диффузии на фрактальную и гладкую границу может быть выражено как

$$l j_{\varepsilon\chi f} = l_f j_{\varepsilon\chi},$$

где $j_{\varepsilon\chi}$ – диффузионный поток на гладкую границу, который выражается законом Фика; $j_{\varepsilon\chi f}$ – соответствующий поток на границу фрактального кластера; l и l_f – длины гладкой и фрактальной границ раздела фаз соответственно.

Периметр l кластера с гладкой границей пропорционален его радиусу, площадь a_ω кластера со средним радиусом r_0 пропорциональна r_0^2 а площадь $a_{\omega f}$ и периметр l_f фрактального кластера подобного размера выражаются соотношениями [16]

$$\begin{aligned} a_{\omega f} &= r_0^H \xi^{2-H}, \\ l_f &= r_0^H \xi^{1-H}, \end{aligned} \quad (9)$$

где ξ – произвольная длина отсчета для измерения площади и периметра координационно-насыщенного кластера; H – фрактальная размерность границы. Для диффузионного процесса натуральной длиной отсчета служит толщина пограничного слоя диффузионного профиля

$$\xi = k \sqrt{D_\varepsilon \tau}, \quad (10)$$

где k – безразмерная константа и D_ε – коэффициент поверхностной диффузии в фазе динамически координированного слоя; τ – среднее время свободного пробега. В дальнейшем, учитывая постоянство поверхностного давления по всей площади координационно-насыщенной фазы, полагаем $k = 1$.

Подстановка (10) в (9) выражает явную реактивную область фрактальной границы как функцию времени t

$$l_f(t) = k^{1-H} r_0^H(t) D_\varepsilon^{(1-H)/2} \tau^{(1-H)/2}.$$

Полагая линию разрыва замкнутой, получаем для роста площади координационно-насыщенного кластера

$$\frac{\partial}{\partial t} (C_\omega a_{\omega f}) = l_f D_\varepsilon \frac{\partial C_\varepsilon(\rho, t)}{\partial \rho}$$

или, после упрощения, с учетом (22) и (21)

$$\frac{\partial}{\partial t} (C_\omega a_{\omega f}) = k^{-H} r_0^H(t) D_\varepsilon^{1-H/2} C_\varepsilon \tau^{-H/2}, \quad (11)$$

где $D_\varepsilon^{1-H/2}$ следует трактовать, как дробный оператор диффузии $D_{\varepsilon f}$.

Таким образом, диффузия сорбированных частиц на фрактальную границу кластера удовлетворяет уравнению, в котором коэффициент диффузии в динамически координированной фазе D_ε заменяется дробным оператором диффузии $D_{\varepsilon f}$.

На основе (11) можно построить модель роста поверхностного кластера, которая учитывает

фрактальные свойства его периметра. Для этого заменим плотность частиц в каждой области пропорциональной ей величиной – поверхностным давлением π , или поверхностным натяжением σ , а также используем уравнение (4). Таким образом,

$$a_{\omega f} \frac{\partial \sigma_{\omega}}{\partial t} + \sigma_{\omega} \frac{\partial a_{\omega f}}{\partial t} = k^{-H} r_0^H(t) D_{\varepsilon}^{1-H/2} \sigma_{\varepsilon} \tau^{-H/2}$$

или, после подстановки (4) с учетом изобарного характера динамически координированной фазы,

$$\sigma_{\omega} \frac{\partial a_{\omega f}}{\partial t} = k^{-H} r_0^H(t) D_{\varepsilon}^{1-H/2} \sigma_{\varepsilon} \tau^{-H/2} - a_{\omega f} \left(-\frac{1}{r_0(t)} \frac{\partial \chi}{\partial r} \frac{\partial r_0}{\partial t} + \chi \frac{1}{r_0^2(t)} \frac{\partial r_0}{\partial t} \right). \quad (12)$$

В конечно-разностном представлении (12) позволяет определить скорость роста границы и площади координационно-насыщенного кластера и время установления динамического равновесия. Результаты моделирования существенно зависят от геометрии расположения центров адсорбции на моделируемой поверхности и фрактального рельефа периметра, в котором неизбежно присутствуют участки с кривизной разного знака, в том числе в виде участков, вогнутых в сторону динамически координированной фазы, с которых происходит существенное испарение частиц. Тем самым неизбежно формируется рыхлый кластер,

т. е. скорость роста площади координационно-насыщенного кластера ограничивается образованием в массиве координационно-насыщенной фазы дефектных участков, которые одновременно увеличивают скорость роста границы кластера. Задавая распределение неоднородных по энергии адсорбционных центров, например с гауссовым спадом энергии от центра адсорбции, следует ожидать появления подобных дефектов по изоэнергетическим линиям на поверхности сенсора.

Формирование фрактального кластера происходит следующим образом. Для заданного распределения центров адсорбции кластер растет как плотная структура до тех пор, пока средний радиус сформировавшегося кластера не становится равным ширине ξ пограничного слоя диффузионного профиля или пока граница кластера не достигнет изоэнергетической линии. Дальнейшее развитие кластера представляет собой протекание нескольких конкурирующих процессов.

В результате формируется фрактальная структура, масса и форма которой существенным образом определяются выбором геометрии и энергетики адсорбционных центров. При этом следует отметить, что сформировавшийся равновесный кластер представляет собой динамическую структуру, которая при детальном равновесии поглощения и испарения способна изменять форму и размерность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Геннис Р. Биомембраны. Молекулярная структура и функции / пер. с англ. М.: Мир. 1997.
2. Мамыкин А. И., Листов М. В., Рассадина А. А. Спектроскопия особенностей переноса электрона свободными радикалами в норме и патологии // Вестн. новых медицинских технологий. Электрон. изд. 2017. Т. 11, № 2. С. 259–266.
3. Механизмы роста и структура адсорбционного слоя воды на поверхности пористого кремния / Д. П. Власюк, А. И. Мамыкин, В. А. Мошников, Е. Н. Муратова // Физика и химия стекла. 2015. Т. 41, № 5. С. 745–752.
4. Листов М. В., Мамыкин А. И. Экспериментальная модель оксидативного стресса при хроническом нарушении баланса радикалов в биосистеме: полимиозитформы Вагнера-Унферрихта // Вестн. Рос. воен.-мед. акад. 2018. № 4 (64). С. 117–122.
5. Листов М. В., Мамыкин А. И. Формирование пористой структуры в жидкокристаллической матрице клеточной оболочки в процессе одноэлектронного переноса свободными радикалами // Клиническая патофизиология. 2014. № 1. С. 74–76.
6. Исследование поверхностных аквакомплексов в пористых кристаллах методом ядерного магнитного резонанса / А. И. Мамыкин, М. Н. Малышев, В. И. Марголин, В. А. Тупик // Нанотехника. 2009. № 1 (17). С. 99–103.
7. Листов М. В., Мамыкин А. И. Концентрация свободных радикалов в организме млекопитающих в условиях изменения активности супероксид-генерирующей и антиоксидантной систем // Вестн. Рос. воен.-мед. акад. 2014. № 1 (45). С. 121–126.
8. Мамыкин А. И., Мошников В. А., Ильин А. Ю. Магнитно-резонансная спектроскопия пористых квантово-размерных структур // ФТП. 1998. Т. 29, № 10. С. 356–358.
9. Моррисон С. Химическая физика поверхности твердого тела / пер. с англ. М. Мир, 1980.
10. Mamykin A., Listov M., Rassadina A. Sensor properties of cellular membrane // Sensorica 2017. IEEE Workshop Industrial and Medical Measurement and Sensor Technology. 2017. № 2. P. 60–61.
11. Мамыкин А. И., Вяткин В. М., Сердюк А. С. Радиоспектроскопия двойного электрического слоя на

поверхности пористого кремния // 54-я Науч.-техн. конф. НТОРЭС им. А. С. Попова. СПб., 1999. С. 25.

12. Русанов А. И. Фазовые равновесия и поверхностные явления. Л.: Химия, 1967.

13. Соколов И. М. Размерности и другие геометрические критические показатели в теории протекания // УФН. 1986. Т. 150, № 2. С. 221–255.

14. Зельдович Я. Б., Соколов Д. Д. Фрактали, подобие, промежуточная асимптотика // УФН. 1985. Т. 146, № 3. С. 493–506.

15. Miller K. S., Ross B. An introduction to the fractional calculus and fractional differential equations. New York: Wiley, 1993.

16. Mandelbrot B. B. Les objets fractals: Forme, hazard et dimension. Paris, 1975.

A. I. Mamykin, M. N. Shishkina
Saint Petersburg Electrotechnical University

LOW DIMENSIONAL STRUCTURES FORMATION ON ENERGETICALLY INHOMOGENEOUS SURFACE OF SEMIPERMEABLE MEMBRANES

The features of the structure of adsorption layers on the energetically inhomogeneous surface of biological membranes and semiconductor sensors are considered. On the basis of fundamental thermodynamic equations, it is shown that in the process of adsorption on an energetically inhomogeneous surface, a heterogeneous adsorption layer with the properties of a two-dimensional gas under constant surface pressure and a coordinatively saturated phase close in properties to the adsorption film are formed. It is shown that the structure of the coordination saturated phase has a fractal character with Hausdorff dimension $1 < H < 2$, whereas the properties of the two-dimensional gas phase allow us to consider the phase transition and the formation of the gap line between the surface phases as a process of cluster growth with a fractal boundary in the process of diffusion of excited particles from the two-dimensional gas phase. Diffusion to the fractal boundary of the forming cluster is considered using the fractional diffusion operator, as a result of which the growth equation of a coordinatively saturated cluster of reduced dimension is obtained. On the basis of the obtained equation, the principles of mathematical modeling of transfer processes on the energetically inhomogeneous surface of sensors or biological membranes are developed.

Adsorption, cell membrane, phase transition, diffusion layer, coordinatively saturated cluster, energetically inhomogeneous surface, low dimensional structures
