

ность перемещаться вдоль поверхности сферы с центром в месте расположения эшелетта; местоположение антенны измерялось с точностью до  $1^\circ$ . Далее сигнал с детектора 5 поступал на узкополосный усилитель 6 и осциллограф или цифровой вольтметр 7.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости амплитуд

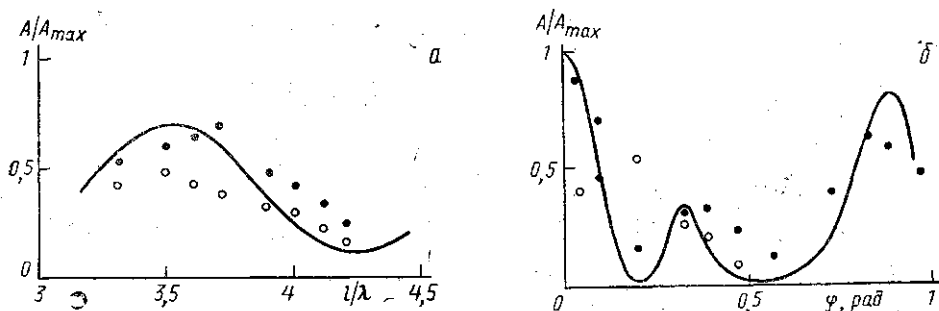


Рис. 2. Зависимости относительных амплитуд отраженных волн дифракционных порядков от нормированного периода решетки ( $a$ ) и от угла падения ( $b$ ): черные и светлые кружочки — соответственно 0-й и 1-й порядки, сплошная кривая — теоретическая для 0-го порядка

отраженных волн нулевого и первого дифракционных порядков от нормированного периода решетки ( $1/\lambda$ ) и угла падения волны ( $\varphi$ ) соответственно. На этом же рисунке для сравнения представлены теоретические значения амплитуд для нулевого дифракционного порядка, полученные в соответствии с формулами (2). Экспериментальные и теоретические результаты достаточно хорошо согласуются друг с другом.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков, 1973. [2] Шестопапов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 1: Открытые структуры. Киев, 1985. [3] Нефедов Е. И., Сивов А. Н. Электродинамика периодических структур. М., 1977. [4] Косарев Е. Л. // Электроника больших мощностей. 1968. № 5. С. 93.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 4

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИОСИСТЕМАМИ

УДК 621.317

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ С БИОСИСТЕМАМИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БЕЛКОВЫХ РАСТВОРОВ

Ю. М. Петрусевич, Н. В. Бриллиантов

Рассмотрено влияние электромагнитных полей на специфическую вращательную броуновскую подвижность. Предложена теория диэлектрической релаксации растворов заряженных биополимеров, в которой учтены такие параметры макромолекул, как их заряд, дипольный момент и концентрация.

Актуальность понимания физических механизмов взаимодействия электромагнитных полей с биологическими объектами не вызывает сомнения. Эта проблема имеет следующие особенности. Прежде всего, взаимодействие наблюдается в очень широком спектре частот. При этом в каждом диапазоне волн следует различать специфические процессы поглощения излучений как резонансного, так и нерезонансного характера. Процессы резонансного типа поглощения изучаются такими методами, как ядерный магнитный резонанс, ядерный квадрупольный резонанс и электронный парамагнитный резонанс. Все эти методы часто используют мощный радиочастотный импульс малой длительности, который своим спектром частот вызывает одновременные резонансные переходы соответствующих ядерных или электронных спиновых систем. При этом изменение намагниченности во времени определяется параметрами исследуемых систем, связанными с корреляционными функциями конкретных молекулярных движений.

В растворах таких биологически важных молекул, как белки, скорость изменения намагниченности ядерных спинов определяется процессами вращательной диффузии этих макромолекул. Спектр частот такого процесса простирается от 0 до  $f_{\max}$ , где  $f_{\max} = 1/\tau$ ,  $\tau$  — время корреляции вращательного движения [1—3].

Другим эффективным методом исследования диффузионных процессов в молекулярных растворах является метод диэлектрической релаксации. Это связано с тем, что частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости системы в широком частотном диапазоне определяется спектральной плотностью ориентационного движения молекул, имеющих дипольный момент. В теории линейного отклика эта связь устанавливается соотношением

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon'(\omega) - i\epsilon''(\omega) = \epsilon_\infty + (kT)^{-1} \left\{ \langle M_z^2 \rangle - i\epsilon \int_0^\infty \langle M_z(0) M_z(t) \rangle \exp(-i\omega t) dt \right\}, \quad (1)$$

где  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  — действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости,  $\epsilon_\infty$  — ее значение в пределе больших частот,  $M_z$  — проекция полного дипольного момента системы  $M$  на направление внешнего поля (вдоль оси  $z$ ).

В настоящее время принято считать, что часть молекул растворителя сильно связана с поверхностью белка (энергия связи превосходит  $kT$ ). Эти молекулы обмениваются протонами с остальными (свободными) молекулами растворителя. Частота обмена сильно связанных молекул значительно ниже характерных частот движения свободных молекул растворителя. Если предположить, что при переходе из связанного состояния в свободное и обратно происходит потеря ориентационной корреляции молекул растворителя, а также пренебречь ориентационной корреляцией отдельных макромолекул между собой, тогда из общего соотношения (1) можно получить

$$\epsilon^*(\omega) = (1 - \Phi) \epsilon_s^*(\omega) + \Phi \epsilon_p^*(\omega). \quad (2)$$

Здесь  $\Phi$  — объемная доля растворенного белка,  $\epsilon_s^*$  — комплексная диэлектрическая проницаемость растворителя,  $\epsilon_p^*$  — часть диэлектрической проницаемости, обусловленная присутствием в растворе белка, где

$$\epsilon_p^* = \epsilon_{p\infty} + \rho_p M_p^{-1} N_A (kT)^{-1} \left\{ \langle p_z^2 \rangle - i\omega \int_0^\infty \langle p_z(0) p_z(t) \rangle \exp\{-i\omega t\} dt \right\}, \quad (3)$$

$\epsilon_{p\infty}$  — высокочастотная составляющая,  $\rho_p$  — плотность белка,  $M_p$  — молярная масса белка,  $N_A$  — число Авогадро,  $p$  — дипольный момент отдельной макромолекулы, в который включен суммарный дипольный момент гидратной оболочки сильно связанных молекул растворителя.

Таким образом, для вычисления необходимо определить автокорреляционную функцию ориентации отдельной макромолекулы:

$$C_s(t) = \langle p_z(0) p_z(t) \rangle \langle p_z^2(0) \rangle^{-1} = \langle \cos \theta(0) \cos \theta(t) \rangle \langle \cos^2 \theta(0) \rangle^{-1}, \quad (4)$$

где  $\theta(t)$  — угол между направлением внешнего поля и диполем. Соотношение (3) при этом удобно записать в виде

$$\epsilon_p^*(\omega) = \epsilon_{p\infty} + (\epsilon_p - \epsilon_{p\infty}) \left\{ 1 - i\omega \int_0^\infty C_s(t) \exp\{-i\omega t\} dt \right\}. \quad (5)$$

Здесь  $\epsilon_p$  определяет вклад белковой компоненты в статическую диэлектрическую проницаемость раствора, а  $\epsilon_{p\infty}$  — аналогичный вклад на оптических частотах.

В растворах биополимеров характерные времена ориентационной релаксации молекул растворителя и макромолекул отличаются на несколько порядков, поэтому в области низкочастотной дисперсии частотная зависимость определяется главным образом ориентационным движением макромолекул. В случае предельно разбавленных растворов, когда можно пренебречь взаимодействием макромолекул, справедливо традиционное выражение для корреляционной функции последних:

$$C_s(t) \exp\{-t/\tau_{0,l}\}, \quad \tau_{0,l} = [l(l+1)D_R]^{-1},$$

что для  $l=1$  приводит к известным соотношениям:

$$\begin{aligned} \epsilon_p(\omega) &= \epsilon_{p\infty} + (\epsilon_p - \epsilon_{p\infty}) (1 + \omega^2 \tau_{0,1}^2)^{-1}, \\ \epsilon_p^*(\omega) &= (\epsilon_p - \epsilon_{p\infty}) \omega \tau_{0,1} (1 + \omega^2 \tau_{0,1}^2)^{-1}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $D_R$  — коэффициент вращательной диффузии макромолекулы.

Известно, что экспериментальные зависимости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  от частоты для растворов биополимеров обычно плохо согласуются с соотношениями (6). Последнее обстоятельство объясняют, привлекая гипотезу о существовании целого спектра различных времен корреляции. Физические причины существования такого спектра времен остаются, однако, неясными.

Развиваемая в настоящей работе теория диэлектрической релаксации системы взаимодействующих броуновских частиц в растворе предлагает простое объяснение наблюдаемых закономерностей. В частности, показано, что характер и степень отклонения экспериментальных частотных зависимостей от задаваемых соотношением (6) определяются такими параметрами системы, как заряд, дипольный момент броуновских частиц, их концентрация.

Специфика молекулярного движения в растворах биополимеров связана с аномально большим значением дипольного момента макромолекулы заряженного белка, который составляет  $10^2$ — $10^3$  Д.

Вследствие этого даже при небольших концентрациях белка (менее 5%) энергия диполь-дипольного взаимодействия становится сравнимой с  $kT$ . Взаимодействие частиц приводит к существенным отклонениям спектральной плотности ориентационного движения макромолекул от лоренцевской и, следовательно, к отличным от (6) дисперсионным соотношениям.

Для описания вращательного броуновского движения макромолекулы воспользуемся уравнением Ланжевена [4], в котором помимо обычного случайного момента сил, действующих со стороны частиц растворителя, учитывается момент сил, действующих на нее со стороны других броуновских частиц:

$$d[I\Omega_i(t)]/dt + \hat{\zeta}I\Omega_i(t) = M_i^f(t) + M_i^{el}(t). \quad (7)$$

Здесь  $\Omega_i$  — угловая частота вращения  $i$ -й броуновской частицы,  $I$  — ее момент инерции,  $\hat{\zeta}$  — коэффициент вращательного трения,  $M_i^f$  — момент случайных сил, действующих со стороны частиц растворителя,  $M_i^{el}$  — момент сил, действующих со стороны других броуновских частиц. Последний определяется суммой диполь-дипольного и заряд-дипольного взаимодействия:

$$M_i^{el} = [p_i(t) E_i(t)], \quad (8)$$

$$E_i(t) = \sum \{Qr_{ij}/\epsilon r_{ij}^3 + [3(p_j r_{ij})r_{ij} - r_{ij}^2 p_j]/\epsilon r_{ij}^5\},$$

$p$  — дипольный момент макромолекулы в гидратной «шубе»,  $Q$  — ее заряд,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость чистого растворителя (для рассматриваемых частот),  $r$  — радиус-вектор, соединяющий центры  $i$ -й и  $j$ -й броуновских частиц.

Для случайной силы  $M_i^f$  имеем

$$\langle M_i^f(t) M_i^f(t + \Delta t) \rangle = 3kT\zeta\delta(t). \quad (9)$$

Заметим, что уравнение Ланжевена (7) совместно с соотношением (9) для момента случайной силы может быть выведено из динамических уравнений системы для заряженных броуновских частиц. В уравнении (7) для простоты частицы считаются сферическими, а гидродинамическим взаимодействием через среду можно пренебречь по сравнению с электрическим. Уравнения (7), (9) позволяют выразить функцию корреляции угловой скорости броуновской частицы через функцию корреляции момента электрических сил, действующих на макромолекулу.

Окончательно получаем

$$\epsilon'_p(\omega) = \epsilon_{p\infty} + (\epsilon_p - \epsilon_{p\infty}) - \left[ 1 - \frac{\omega\tau_{0,1}(\omega\tau_{0,1} - A_1\chi_2 - A_2\chi_4)}{(1 + A_1\chi_1 + A_2\chi_3)^2 + (\omega\tau_{0,1} - A_1\chi_2 - A_2\chi_4)^2} \right], \quad (10)$$

$$\epsilon''_p(\omega) = (\epsilon_p - \epsilon_{p\infty}) - \left[ \frac{\omega\tau_{0,1}(1 + A_1\chi_1 + A_2\chi_3)}{(1 + A_1\chi_1 + A_2\chi_3)^2 + (\omega\tau_{0,1} - A_1\chi_2 - A_2\chi_4)^2} \right], \quad (11)$$

$$A_1 = p^4\Phi/(6\epsilon^2(kT)^2 R^6), \quad (12)$$

$$A_2 = p^2Q^2\Phi/(12\epsilon^2(kT)^2 R^4),$$

где  $R$  — радиус броуновских частиц,  $\Phi$  — объемная доля этих частиц, функции  $\chi_1, \chi_2, \chi_3, \chi_4$  определяются соотношениями

$$\chi_1 = \text{Re } \chi_s(i\omega\tau_{0,1}), \quad \chi_2 = \text{Im } \chi_s(i\omega\tau_{0,1}), \quad (13)$$

$$\chi_3 = \text{Re } \chi_Q(i\omega\tau_{0,1}), \quad \chi_4 = \text{Im } \chi_Q(i\omega\tau_{0,1}), \quad (14)$$

$$\chi_s = 1/[3(2+x)] - [C^2(2+x) - 1 + \exp\{-2C(2+x)^{0,5}\}] -$$

$$-(C(2+x)^{0.5}+1)^2/[2C^3(1+x)^{2.5}], \quad (15)$$

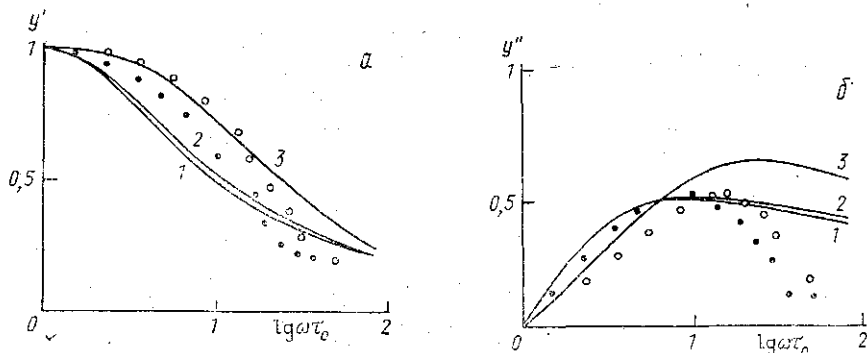
$$\chi_Q = 1/(1+x) - [1 - \exp\{-2C(1+x)^{0.5}\}]/[2C(1+x)^{1.5}], \quad (16)$$

$$C = 2R/(2D_t\tau_{0,1})^{0.5}; \quad x = \omega\tau_{0,1}, \quad (17)$$

где  $D_t$  — трансляционный коэффициент диффузии.

В соотношениях (10)–(17)  $\tau_{0,1}$  — время корреляции ориентации для невзаимодействующих макромолекул (в пределе  $\Phi \rightarrow 0$ ). Расчеты по формулам (10)–(17) показали, что учет взаимодействия заряженных частиц приводит к существенному изменению вида частотных зависимостей раствора по отношению к обычному лоренцевскому. При постоянной концентрации раствора белка по мере увеличения заряда и дипольного момента заряженной белковой макромолекулы максимум зависимости смещается в сторону больших частот, становится более резким.

Расчетные частотные зависимости для раствора биополимеров (сырочоточный альбумин) при разных значениях параметров приведены на рисунке совместно с результатами эксперимента. Там же изображена лоренцевская зависимость (функция Дебая).



Зависимости от  $\omega\tau_{0,1}$  нормализованных значений действительной части  $y' = (\epsilon'_p(\omega) - \epsilon_{p\infty})/(\epsilon_p(0) - \epsilon_{p\infty})$  (а) и мнимой части диэлектрической проницаемости  $y'' = \epsilon''_p/(\epsilon_p(0) - \epsilon_{p\infty})$  (б) в полулогарифмическом масштабе. Расчетные зависимости: 1— $Q=0$ ,  $p=0$ ,  $\Phi=0$  (функция Дебая), 2— $Q=4$ ,  $p=500$  Д,  $\Phi=0,1$  и 3— $Q=12$ ,  $p=500$  Д,  $\Phi=0,1$ . Экспериментальные данные: рН 5,5,  $Q=4$ ,  $\Phi=0,1$  (черные значки); рН 7,  $Q=12$ ,  $\Phi=0,1$  (светлые)

Для более сложных молекулярных систем, таких, как клетки и ткани живых организмов, в настоящее время не существует законченной теории их диэлектрических свойств. Имеются только модельные подходы, которые разрабатываются в ряде лабораторий, и прежде всего в лаборатории Швана и Пликетта [5–7]. Область частотной дисперсии для таких систем простирается от 10 Гц до 10 ГГц, причем в этой области наблюдается несколько максимумов поглощения. В большинстве случаев действие электромагнитного излучения на биологические объекты связывают с тепловым эффектом [8].

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Brilliantov N. V., Kvyatcevic A. I., Petrusевич Yu. M., Revokatov O. P.//Abstracts of 9-th AMPERE Summer School, Novosibirsk, 1987, P. 81.
- [2] Ревокатов О. П., Петрусевич Ю. М., Денисов В. П.//Тез. докл. Всесоюз конф. по магнитному резонансу в конденсированных средах. Казань. 1984. Ч. 1. С. 105.
- [3] Denisov V. P., Petrusевич Yu. M., Revokatov O. P.//Studia

Biophysica. 1988. 125, N 3. P. 173. [4] Бриллиантов Н. В., Квяткевич А. И., Петрусевиц Ю. М., Ревокатов О. П.//ДАН СССР. 1989. 304С. С. 340. [5] Schwan H. P.//Biophys. J. 1959. 47, N 11. P. 1841. [6] Foster K. R., Sauer F. A., Schwan H. P.//Biophys. J. 1992. 63. P. 180. [7] Kyber J., Hansgen H., Pliquet F.//Phys. Med. Biol. 1992. 37, N 8. P. 1675. [8] Золотухин А. Н., Макухин В. Н., Нестеренко М. Т., Чистяков В. В.//Зарубежная радиоэлектроника. 1975. № 1. С. 91.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 4

УДК 621.317

## КОМБИНИРОВАННОЕ ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО И МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ НА РОСТ ОДНОКЛЕТОЧНЫХ

Т. И. Белая, Л. Д. Гапочка, М. Г. Гапочка, Т. С. Дрожжина,  
Г. А. Карауш, А. П. Сухоруков

Изучено совместное действие лазерного облучения (ЛО) и облучения электромагнитными волнами крайне высокой частоты (КВЧ) на рост одноклеточных организмов: простейших и водорослей. При этом ЛО либо снимает ингибирующий эффект КВЧ-облучения, либо усиливает его действие. Особенно ярко это выявлено на простейших. Для проявления совместного эффекта КВЧ-облучения и ЛО на рост одноклеточных важна последовательность облучения культуры.

### Введение

Источники электромагнитного излучения находят широкое применение в приборах и оборудовании, используемых, в частности, в медицине. В медицинской практике показано положительное влияние электромагнитного излучения крайне высокой частоты (КВЧ) при лечении лазерных ран [1]. Целью настоящей работы является исследование комбинированного действия лазерного облучения (ЛО) и КВЧ-облучения низкой интенсивности на рост одноклеточных организмов: водорослей и простейших.

### Объекты и методы исследования

Объектами исследования служили культуры зеленой водоросли *Scenedesmus quadricauda* и инфузорий *Spirostomum ambiguum*.

В качестве источника излучения миллиметровых волн применялись генераторы ГЧ-141 и ГЧ-142. Образцы помещались в тефлоновые стаканы; облучение проводилось со стороны дна металлическими рупорами при длинах волн 4 и 5 мм в течение 15 и 30 мин. Мощность излучения контролировалась и была не выше 5 мВ/см<sup>2</sup>. Источником ЛО в настоящей работе служил лазер типа «Колокольчик» с длиной волны  $\lambda=1,3$  мкм и мощностью 20 мВт.

Ранее было изучено влияние КВЧ-облучения на рост водорослей при различных длинах волн и разном времени облучения [2]. Облучение проводилось в день постановки эксперимента на стадии инокулята (посевной материал). Было показано, что оптимальное время облучения для водорослей — 30 мин. Предварительные опыты по ЛО водорослей показали, что оптимальное время облучения — 45 с.

О действии излучения на рост простейших и водорослей судили по изменению их численности по сравнению с контрольными. Численность водорослей контролировали на фотоэлектронном калориметре, а простейших — в камере Богорова под бинокляром.