# ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ НА ВЕЛИЧИНУ ВЕРОЯТНОСТИ РЕКОМБИНАЦИИ РАДИКАЛЬНЫХ ПАР

**Шигаев А.С., Сусак И.П., Пономарёв О.А., Кубарев С.И., Кубарева И.С., Фесенко Е.Е.**

(Пущино, Томск, Москва)

Получена зависимость вероятности рекомбинации радикальных пар от низкоинтенсивного магнитного поля. Показано, что она является резко выраженной и немонотонной.

# THE EFFECT OF WEAK AND LOW-FREQUENCY MAGNETIC FIELD ON RADICAL PAIR RECOMBINATION PROBABILITY

**Shigaev A.S., Susak I.P., Ponomarev O.A., Kubarev S.I., Kubareva I.S., Fesenko E.E.**

(Pushchino, Tomsk, Moscow)

The dependence radical pair recombination probability on low-intensity magnetic fields, which is very well defined and non-monotone is presented.

**Введение.**

Широкое применение электромагнитного облучения при лечении больных, а также экологические проблемы от технического электромагнитного излучения (ЭМИ) делают чрезвычайно актуальной постановку исследований физических процессов в живых организмах в присутствии внешних полей и разработку на их основе методов и средств прогноза. Отсутствие механизмов проявления «биологического эффекта» при воздействии магнитных полей на сложные системы заставило нас обратиться к исследованию процессов, механизм которых достаточно хорошо изучен, например рекомбинации радикальных пар, и имеет отношение к процессам, происходящим в живых системах. В настоящее время получены экспериментальные и теоретические результаты значительно продвинувшие решение такой задачи [1-6]. К наиболее непонятным явлениям относятся резонансное изменение эффекта от амплитуды переменного поля, обязательное наличие постоянного и переменного полей даже в случае их одинаковой направленности, рост эффекта при уменьшении постоянного поля, обнаруженные при исследованиях [2].

Очень интересно исследование [7] изменения скорости РОЭ крови человека и животных в зависимости от параметров слабого переменного магнитного поля инфранизкого диапазона частот: напряженности, частоты, градиента, вектора направления. Сделан вывод, что природа его не может быть выяснена на уровне макросил (пондемоторной или силой Лоренца) либо с помощью индукционных токов или магнитогидродинамических эффектов, поскольку все эти действия усиливаются с ростом напряженности поля, что противоречит экспериментальным данным, полученным для эффекта, когда эффект усиливается с уменьшением поля.

Влияние на процессы оказывают магнитные поля в диапазонах частот от единиц Гц до десятков Гц, в области кГц и МГц. Отмечена отчётливая связь этих электромагнитных полей с конкретными физико-химическими процессами.

Однако механизмы этого влияния до сих пор неизвестны [4, 6]. Без сомнения магнитное поле влияет на биохимические реакции и это влияние далее трансформируется в виде макроскопических эффектов на клеточном и организменном уровнях. Многие элементарные процессы, исследованные в химической кинетике, являются составной частью биохимических реакций [8 – 11]. Выяснение механизмов влияния магнитных полей на эти процессы позволило поставить на прочный научный фундамент проблему влияния магнитных полей не только в кинетике химических реакций, но и по новому осветить проблемы магнитобиологии и магнитомедицины. Не исключено, что в сложных биологических системах со временем будут открыты новые механизмы влияния магнитных полей, однако не следует пренебрегать известными ранее механизмами [12, 13].

Указанные процессы наблюдались во многих экспериментах и могут быть связаны также и с перемещением ядер. Поэтому в данной работе мы учитываем, что движения ядер (не только колебания, но и вращения, которые более существенны) влияют на процессы в спиновых системах.

Целью работы является выяснение влияния движения ядер, амплитуды постоянного, частоты и амплитуды переменного магнитных полей на вероятность рекомбинации радикальной пары.

**Расчёт магнитных эффектов от слабого магнитного поля экстремально низкой частоты на величину вероятности рекомбинации радикальных пар.**

Рассматривается простейший случай рекомбинации радикальных пар. Слабые статические и экстремально низкочастотные магнитные поля воздействуют на живые системы. Во многих случаях для магнитобиологических откликов имеют место резонансы, которые появляются при изменении частоты и амплитуды переменного поля и изменения величины постоянного поля.

Поскольку природа магнитобиологических эффектов не ясна, мы решили использовать эффект с ясным физическим смыслом – рекомбинацию радикальных пар, и выяснить, не проявляются ли для этого процесса такие же свойства, как и для биологических систем

Исходным является стохастическое уравнение Лиувилля, которое описывает временное изменение спиновых систем

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=i\left[H_{0,}\rho\right]-H_d\rho-H_S\left(P_S\rho-\rho P_S\right)-H_T\left(P_T\rho-\rho P_T\right)\cdot \tag{1}$$

Здесь $H_0$ имеет вид

$$\begin{aligned}H_0=&\sum_{\alpha,\beta}Q^{\alpha\beta}S_1^{\alpha}S_2^{\beta}-\sum\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\left[A_{1q\beta\gamma}S_1^{\alpha}+A_{2q\beta\gamma}S_2^{\alpha}\right]\left(r_{q\beta}(0)r_{q\gamma}(0)\right)\omega_{q\gamma}^2|t|\cdot\\&\exp\left[-\frac{\omega_{q\beta}^2+\omega_{q\gamma}^2}{2}t^2\right]+g_1\beta\sum_{\alpha}H_{\alpha}(t)S_1^{\alpha}+g_2\beta\sum_{\alpha}H_{\alpha}(t)S_2^{\alpha},\end{aligned} \tag{2}$$

$Q^{\alpha\beta}$ – параметр, описывающий энергию взаимодействия двух спинов (частиц, радикалов, и пр.), $\beta$ – магнетон Бора, $r_{i\alpha}$ – $\alpha$ – проекция векторной координаты (радиус-вектора) $i$ – го электрона; $S_1^{\alpha}$ и $S_2^{\beta}$ – $\alpha$ – и $\beta$ – проекции 1-го и 2-го спинов,

$\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ – полностью антисимметричный единичный тензор 3-го ранга, $A_{1q\beta\gamma}$ и $A_{2q\beta\gamma}$ – параметры, описывающие связи 1-го и 2-го спинов соответственно с $\beta$ – проекцией движения $q$-го ядра, $r_{q\beta}(0)$ и $r_{q\gamma}(0)$ – $\beta$ – и $\gamma$ – проекции векторных координат $q$-го ядра в нулевой момент времени, $\omega_{q\gamma}$, $\omega_{q\beta}$ и $\omega_{q\omega}$ – частота колебаний $q$-го ядра соответственно в направлениях $\gamma$, $\beta$ и $\omega$, $g_1$ и $g_2$ – $g$ – факторы 1-го и 2-го спинов, $H_\alpha(t)$ – $\alpha$ – проекция зависящей от времени магнитной составляющей электромагнитного поля, $\rho$ – матрица спиновой плотности, $H_d$ – константа скорости диссоциации, $H_S, H_T$ – константы скорости рекомбинации по синглетному и триплетному каналам соответственно, $P_S, P_T$ – операторы проектирования на синглетные и триплетные состояния.

Далее рассматриваем синглетный канал и вычисляем вероятность рекомбинации радикальной пары

$$W_S = 2H_S \int_0^\infty Sp(P_S\rho)\ dt, \tag{3}$$

где $Sp$ – шпур, или сумма диагональных элементов матрицы $P_S\rho$.

Выберем базис $\psi_1(x) = |1\rangle = |S\rangle$ – синглетное состояние, $\psi_2(x) = |2\rangle = |T_0\rangle$, $\psi_3(x) = |3\rangle = |T_+\rangle$, $\psi_4(x) = |4\rangle = |T_-\rangle$ – триплетные состояния с нулевой проекцией суммарного спина, правым и левым вращением соответственно, и введем вспомогательные функции

$$G_{nm}(t) = \langle n|U(t)|m\rangle,\ G_{nm}(0) = \delta_{nm},$$

Здесь $\langle n|U(t)|m\rangle = \int \psi_n^*(x)\cdot U(t)\psi_m(x)d^3x$.

Оператор $U(t)$ – оператор эволюции, удовлетворяет уравнению

$$i\frac{d}{dt}U = H(t)U(t),\ U(0)=1, \tag{4}$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$U(t) = T\exp\left\{-i\int_0^t H(t)\,dt\right\}, \tag{5}$$

где $T$ – оператор упорядочения по времени.

Тогда $\rho(t)=U(t)\rho(0)U^*(t)$ для начального условия $\rho(0)=|1\rangle\langle 1|=\psi_1(x)\cdot\psi_1^*(x)$.

Выбор такого начального условия означает, что в начальный момент система находится в синглетном состоянии. Теперь

$$\langle 1|\rho(t)|1\rangle = \langle 1|U(t)|1\rangle\langle 1|U^*(t)|1\rangle = |G_{11}(t)|^2, \tag{6}$$

и для его определения имеем систему уравнений [14, 15]

$$i\frac{d}{dt}G_{nm}(t)=\sum_q H_{nq}(t)G_{qm},\ n,q,m = 1, 2, 3, 4. \tag{7}$$

Учитывая, что в большинстве случаев $Q^{\alpha\beta}$ пропорциональна $\delta_{\alpha\beta}$, направляя магнитное поле вдоль оси $z$ и вводя обозначения $S_1^+=S_1^x+iS_1^y$ и $S_1^-=S_1^x-iS_1^y$, перепишем гамильтониан в виде

$$\begin{aligned} H=\omega_0^{(1)}S_1^z+\omega_0^{(2)}S_1^z+\sum_\alpha Q^{\alpha\alpha}S_1^\alpha S_2^\alpha+\frac{1}{2}f_1(t)S_1^+ +\frac{1}{2}f_1^*(t)S_1^- +\frac{1}{2}f_2(t)S_2^+ + \\ +\frac{1}{2}f_2^*(t)S_2^- - iH_SP_S - i\frac{1}{2}H_d - iH_TP_T, \end{aligned} \tag{8}$$

где

$$\omega_0^{(1)}=\frac{g_1}{g_0}\left(H_0+\delta H_2(t)\right)+\sum_{q\beta\gamma}\varepsilon_{3\beta\gamma}A_{1q\beta\gamma}r_{q\beta}(0)r_{q\gamma}(0)\omega_{q\gamma}^2 t\cdot\exp\left\{-\frac{\omega_{q\beta}^2+\omega_{q\gamma}^2}{2}t^2\right\}, \tag{9}$$

$$\delta H_2 = H_2\cos\omega_2 t,$$

$$\omega_0^{(2)}=\frac{g_2}{g_0}\left(H_0+\delta H_2(t)\right)+\sum_{q,\beta\gamma}\varepsilon_{3\beta\gamma}A_{2q\beta\gamma}r_{q\beta}(0)r_{q\gamma}(0)\omega_{q\gamma}^2 t\cdot\exp\left\{-\frac{\omega_{q\beta}^2+\omega_{q\gamma}^2}{2}t^2\right\},$$

(10)

$$f_1(t) = \frac{g_1}{g_0} H_1 \cdot \exp\left[-i\omega_1 t\right] + 2\sum_{q,\beta\gamma} \left(\varepsilon_{1\beta\gamma} - i\varepsilon_{2\beta\gamma}\right) A_{1q\beta\gamma} z_q(0) r_{q\gamma}(0) \omega_{q\gamma}^2 t \cdot$$
$$\cdot \exp\left\{-\frac{\omega_{q\beta}^2 + \omega_{q\gamma}^2}{2} t^2\right\},$$

(11)

$$f_2(t) = \frac{g_2}{g_0} H_1 \cdot \exp\left[-i\omega_1 t\right] + 2\sum_{q,\beta\gamma} \left(\varepsilon_{1\beta\gamma} - i\varepsilon_{2\beta\gamma}\right) A_{2q\beta\gamma} z_q(0) r_{q\gamma}(0) \omega_{q\gamma}^2 t \cdot$$
$$\cdot \exp\left\{-\frac{\omega_{q\beta}^2 + \omega_{q\gamma}^2}{2} t^2\right\}, \qquad t > 0,$$

(12)

$g_0$ – среднее арифметическое $g_2$ и $g_1$, $H_0, H_2$ – амплитуды постоянного и переменного магнитных полей, направленных вдоль оси $z$ соответственно, $H_1$ – амплитуда переменного поля, направленного перпендикулярно оси $z$. Здесь использована система единиц, где энергия выражена в магнитных единицах. Далее полагаем $H_T = 0$. Для гамильтониана (8) матрица $H_{nm}$ в указанном выше базисе имеет вид

$$\left\| H_{nm} \right\| = \begin{vmatrix} -\frac{Q^{xx}+Q^{yy}+Q^{zz}}{4} - iH_s - \frac{iH_d}{2} & \frac{\omega_0^{(1)} - \omega_0^{(2)}}{2} & \frac{f_2^* - f_1^*}{2\sqrt{2}} & \frac{f_1 - f_2}{2\sqrt{2}} \\ \frac{\omega_0^{(1)} - \omega_0^{(2)}}{2} & -\frac{Q^{xx}+Q^{yy}+Q^{zz}}{4} - \frac{iH_d}{2} & \frac{f_2^* + f_1^*}{2\sqrt{2}} & \frac{f_2 + f_1}{2\sqrt{2}} \\ \frac{f_2 - f_1}{2\sqrt{2}} & \frac{f_2 + f_1}{2\sqrt{2}} & \frac{\omega_0^{(1)} + \omega_0^{(2)}}{2} + \frac{Q}{4} - i\frac{H_d}{2} & \frac{Q^{xx} - Q^{yy}}{4} \\ \frac{f_1^* - f_2^*}{2\sqrt{2}} & \frac{f_2^* + f_1^*}{2\sqrt{2}} & \frac{Q^{xx} - Q^{yy}}{4} & -\frac{\omega_0^{(1)} + \omega_0^{(2)}}{2} + \frac{Q}{4} - i\frac{H_d}{2} \end{vmatrix}$$

(13)

Далее, путём подбора внешнего взаимодействия и выбора системы, добиваемся того, что $f_1 = 0$ и $f_2 = 0$. Тогда матрица $\|H_{nm}\|$ распадается на блоки, а система уравнений (7) – на две подсистемы из двух дифференциальных уравнений, одна их которых имеет вид

$$i\frac{d}{dt}G_{1m} = H_{11}G_{1m} + H_{12}G_{2m},$$

$$i\frac{d}{dt}G_{2m} = H_{21}G_{1m} + H_{22}G_{2m}, \tag{14}$$

а вторая

$$i\frac{d}{dt}G_{3m} = H_{33}G_{3m} + H_{34}G_{4m},$$

$$i\frac{d}{dt}G_{4m} = H_{43}G_{3m} + H_{44}G_{4m}. \tag{15}$$

Используя приближённое решение системы (14) при условии, что $G_{11}(0) = 1$, $G_{21}(0) = 0$ и $Q^{xx} = Q^{yy} = 0$ (модель Изинга), имеем

$$\rho_{SS}(t) = |G_{11}(t)|^2 =$$
$$= \frac{1}{2}\exp[-H_S t - H_d t]\cdot\left\{1 + \cos\left[\frac{g_1 - g_2}{g_0}H_0 t - \frac{g_1 - g_2}{g_0}\frac{H_2}{\omega_2}\sin\omega_2 t + \varphi(t)\right]\right\} =$$
$$= \frac{1}{2}\exp[-H_S t - H_d t]\cdot\left(1 + \frac{1}{2}\left[\exp\left[i\frac{g_1 - g_2}{g_0}H_0 t + i\varphi(t) - i\frac{g_1 - g_2}{g_0}\frac{H_2}{\omega_2}\sin\omega_2 t\right] + K.\ C.\right]\right),$$

(16)

где

$$\varphi(t)=\sum_{q\beta\gamma}\varepsilon_{3\beta\gamma}\left(A_{1q\beta\gamma}-A_{2q\beta\gamma}\right)r_{q\beta}(0)\,r_{q\gamma}(0)\frac{\omega_{q\gamma}^2}{\omega_{q\beta}^2+\omega_{q\gamma}^2}\left(1-\exp\left[-\frac{\omega_{q\beta}^2+\omega_{q\gamma}^2}{2}t^2\right]\right).$$

При получении этого решения предположено, что производными по времени от переменных полей можно пренебречь по сравнению с величиной квадрата самих полей.

Воспользовавшись представлением

$$\exp[\pm iz\sin\varphi]=J_0(z)+2\sum_1^{\infty}J_{2k}(z)\cos 2k\varphi\pm 2i\sum_0^{\infty}J_{2k+1}(z)\sin(2k+1)\varphi,$$

где $J_k(z)$ – функции Бесселя, перепишем (16) в виде

$$\rho_{SS}(t)=\frac{1}{2}\exp[-H_S t-H_d t]\left\{1+\cos(h_0\omega_2 t+\varphi)\left[J_0(h_2)+2\sum_{k=1}^{\infty}J_{2k}(h_2)\cos 2k\omega_2 t\right]+\right.$$

$$\left.+2\sin(h_0\omega_2 t+\varphi)\sum_i^{\infty}J_{2k+1}(h_2)\sin\omega_2 t\right\},$$

где $h_2=\dfrac{g_1-g_2}{g_0}\dfrac{H_2}{\omega_2}$, $\qquad h_0=\dfrac{g_1-g_2}{g_0}\dfrac{H_0}{\omega_2}$.

Вероятность рекомбинации радикальной пары в приближении больших времён, когда $\varphi=\varphi(\infty)$, равна

$$W_S=2H_S\int_0^{\infty}dt\,\rho_{SS}(t)=$$

$$=\frac{1}{2}\frac{H_S}{H_S+H_d}+\frac{1}{2}J_0(h_2)\frac{H_S\left((H_S+H_d)\cos\varphi-h_0\omega_2\sin\varphi\right)}{h_0^2\omega_2^2+(H_S+H_d)^2}+\sum_{k=1}^{\infty}J_{2k}(h_2)\cdot$$

$$\cdot\left[\frac{H_S\left((H_S+H_d)\cos\varphi-(h_0+2k)\omega_2\sin\varphi\right)}{(H_S+H_d)^2+(h_0+2k)^2\omega_2^2}+\frac{H_S\left((H_S+H_d)\cos\varphi-(h_0-2k)\omega_2\sin\varphi\right)}{(H_S+H_d)^2+(h_0-2k)^2\omega_2^2}\right]+$$

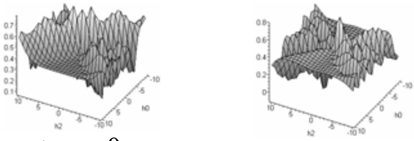
$$+\sum_{k=0}^{\infty}J_{2k+1}(h_2)\left[\frac{H_S\left((H_S+H_d)\cos\varphi-(h_0-2k-1)\omega_2\sin\varphi\right)}{(H_S+H_d)^2+(h_0-2k-1)^2\omega_2^2}-\right.$$

$$\left.-\frac{H_S\left((H_S+H_d)\cos\varphi-(h_0+2k+1)\omega_2\sin\varphi\right)}{(H_S+H_d)^2+(h_0+2k+1)^2\omega_2^2}\right]. \qquad (17)$$

Обсудим полученные результаты. Выражение (17) имеет максимумы в точках $h_{0p}=\pm 2k$.

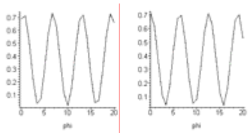
Заметим, что каждый резонанс входит с весом, определяемым функцией Бесселя соответствующего индекса и зависит от частоты и амплитуды переменного поля. Общая картина изменения вероятности рекомбинации РП приведена на рис. 1 и определяется суммой функций Бесселя.

а). *Влияние движения ядер.* Влияние движения ядер проявляется через сдвиг фазы $\varphi(t)$ и приводит к искажению лоренцевой формы резонанса, не меняя зависимости от магнитного поля $H_2$ и несколько изменяя величину резонанса. Это хорошо видно на рис. 1 и 2.



a) $\varphi = 0.$ b) $\varphi = 4.$

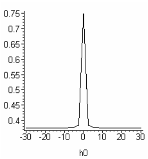
**Рис. 1.** Изменение вероятности рекомбинации радикальной пары (РП) в зависимости от амплитуд постоянного и переменного магнитного поля.



a) $h_0 = 4.$ b) $h_0 = 5$.

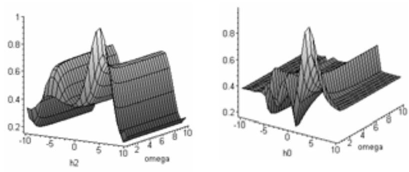
**Рис. 2.** Зависимость вероятности рекомбинации РП от скорости движения ядер.

б). *Влияние амплитуды $H_0$.* Зависимость эффекта от $H_0$ – резонансная. Амплитуда $H_0$ определяет номер резонанса и его вес, связанный с функцией Бесселя с определенным индексом. То есть ей определяется зависимость эффекта от переменного магнитного поля. Так как $J_0(h_2)$ и $J_2(h_2)$, $J_4(h_2)$ по-разному ведут себя с уменьшением переменного магнитного поля, то $H_0$ может изменить знак эффекта. Более того, так как $J_0(h_2)$ возрастает с уменьшением $h_2$, то эффект растет с уменьшением воздействия, причем $H_0$ при этом тоже должно уменьшаться, чтобы эффект возрастал. Поле $H_0$ состоит из двух составляющих: поля земного магнетизма (около $10^{-5}$ T) и лабораторного поля. Поэтому чтобы на герцовых частотах выйти на резонанс с весом $J_0(h_2)$ необходимо экранировать систему от магнитного поля Земли и выключить лабораторное поле. Сравнение эффекта при $H_0=0$ и $H_0 \neq 0$ приведено на рис. 3, 5.




a) $h_2 = 0.$  b) $h_2 = 10$ .

**Рис. 3.** Зависимость вероятности рекомбинации РП от амплитуды постоянного магнитного поля.



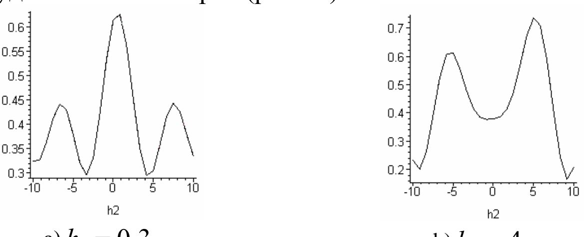

a)  b)

**Рис. 4.** Зависимость вероятности рекомбинации РП от частоты переменного поля и амплитуды переменного поля (a), и постоянного поля (b).

в). *Влияние частоты переменного поля.* Она разделяет область малых и больших полей. С ростом частоты граница раздела смещается в сторону увеличения напряженности полей $H_0$ и $H_2$. Если мы хотим иметь максимальный эффект, то частота и $H_0$ должны быть связаны между собой «циклотронной» формулой [16].

$$\omega = \frac{eH_0}{M_k c}, \text{ где } M_k = \frac{4mkg_0}{|g_1 - g_2|}, \; k = 1, 2, \ldots \tag{18}$$

г). *Влияние амплитуды переменного поля.* Зависимость от $H_2$ – резонансная. Величина $H_2$ входит в выражении в комбинации $\left(\frac{H_2}{\omega_2}\right)$. Поэтому уменьшение частоты эквивалентно увеличению амплитуды поля и наоборот (рис. 4.).




a) $h_0 = 0.3$  b) $h_0 = 4$ .

**Рис. 5.** Зависимость вероятности рекомбинации РП от амплитуды переменного поля для малых (a) и больших (b) амплитуд постоянного поля.

При $H_2$=0 исчезают все резонансы, кроме первого, имеющего место лишь при $H_0$=0. Если $H_0 \neq 0$, то исчезают все резонансы (рис. 5b). С ростом $H_2$ начинают проявляться вторые, третьи и т.д. резонансы, величина которых зависит от $H_2$ немонотонно и имеет порог.

При больших $H_2$ эффект меняется синусоидально спадая несколько с ростом амплитуды переменного поля, рис. 5.

**Заключение.**

Полученные результаты, по-видимому, могут иметь значение для биологии. Известно, что слабые статические и экстремально низкочастотные магнитные поля эффективно влияют на живые системы: клетки, ткани, физиологические системы и целые организмы. Во многих случаях эти эффекты носят резонансно подобный мультипиковый характер. Мультипиковые отклики или магнетобиологические спектры проявляются при варьировании частоты или амплитуды переменного магнитного поля и амплитуды постоянного поля. По-видимому, эти эффекты являются квантовыми биениями, которые хорошо изучены в случае рекомбинации радикальных пар, и полученные нами результаты могут быть соотнесены с биологическими экспериментами. Динамика радикальных пар такова, что система медленно термализуется, поведение системы долго остаётся динамическим, что и приводит к биениям. Роль радикальных пар может иметь место во многих биологических процессах, связанных с переносом электронов и ионов. Интересно посмотреть, как на этот процесс влияют водородные связи, которых много в ДНК. Вообще говоря, роль радикальных пар проявляется в том, что имеется физическая модель для исследования биологических явлений в магнитных полях. Дальнейшее изучение позволит обобщить и выявить роль исследованных процессов по рекомбинации радикальных пар в биологических процессах.

Авторы признательны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку (проект № 02-03-32434).

**Литература.**

1. Чудновский В.М., Леонова Г.Н., Скопинов С.А., Дроздов А.Л., Юсупов В.Н. Биологические модели и физические механизмы лазерной терапии..Владивосток:.Дальнаука, 2002, 157 С.
2. Binhi V. N., Savin A. V. // Phys. Rev. E., 2002, V. 65, P. 051912–1–10.
3. Девятков Н.Д., Голант М.Б., Бецкий О.В., Миллиметровые волны и их роль в процессах жизнедеятельности. М. Радио и связь. 1991.

4. Коварский В.А.//УФН, 1999. Т. 169, № 8. С. 889 – 908.
5. Дульбинская Д.А.//Физиология растений. 1973. Т. 10, № 1. С. 183 – 186.
6. Аристархов В.М., Пирузян Л.А., Цыбышев В.П.//Реакции биологических систем на магнитные поля. М. Наука. 1978. С. 6 -23.
7. Музалевская Н.И., Шушков Г.Д..//Реакции биологических систем на магнитные поля. М. Наука. 1978. С. 199 -208.
8. Бучаченко А.Л. Физическая химия, ред. Я.М. Колотыркин. М. Химия. 1980. С. 7.
9. Бучаченко А.Л., Сагдеев Р.З., Салихов К.М. Магнитные эффекты в химических реакциях. М. Наука. 1978. 296 С.
10. Frankevich E.L., Kubarev S.I. Triplet State ODMR Spectroscopy. N.Y, J. Wiley & Sons. 1982. P. 137.
11. Steiner U.E., Urlich T.// Chem. Rev. 1989. V. 89. P. 51.
12. Кубарев С. И., Ермакова Е. А., Кубарева И. С., Разинова С. М. // Химическая физика, 2000, т. 19, №3. С. 105 – 112.
13. Ким Ю.А. и др.//Биофизика. 1988. Т. 33, № 1. С. 97 – 100.
14. Кубарев С.И., Ермакова Е.А., Кубарева И.С.// Химическая физика, 1995. Т. 14, № 8. С. 110 -124.
15. Кубарев С.И., Кубарева И.С., Ермакова Е.А.// Химическая физика, 1997. Т. 16, № 6. С. 121 -131.
16. Леднев В. В., Сребрицкая Л. К., Ильясова Е. Н., Рождественская З. Е., Климов. А. А., Белова Н. А., Тирас Х. П. //Биофизика. 1996. Т. 41, №4. С. 815 – 825.