

ОПРЕДЕЛЕНИЕ БИОЛОГИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ЧАСТОТ И ОСНОВАННЫЙ НА НИХ МЕТОД ТЕРАПИИ

В.А. Панчелюга¹, В.Л. Эвентов²

¹ Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН,
Московская обл., Пущино

² Российский научный центр хирургии им. академика Б.В. Петровского РАМН, Москва

В многочисленных исследованиях последнего времени показано, что частоты, связанные со спиновой подсистемой исследуемого объекта и определяемые величиной его зеемановского расщепления являются биологически активными. Их теоретический расчет для реальных биосистем является практически неразрешимой задачей. В настоящей работе предлагается экспериментальный метод определения биологически активных частот, который основан на связи, существующей между эффектами Зеемана и Фарадея. В качестве его выходного параметра используется разность поляризации ΔP двух ортогонально поляризованных мод лазерного излучения. Высокая чувствительность метода обеспечивается использованием принципов внутриврезонаторной лазерной спектроскопии. Предварительные экспериментальные исследования подтвердили высокую биологическую активность зарегистрированных нами временных реализаций $\Delta P(t)$.

Ключевые слова: биологически активные частоты, поляризация, временные ряды, магнитные поля, первичные мишени

Введение

Многочисленные исследования, выполненные преимущественно во второй половине XX века, дали надежные экспериментальные свидетельства влияния низкочастотных (килогерцового и субкилогерцового диапазона частот) электромагнитных излучений на биологические системы. Среди них представляет особый интерес влияние сверхслабых (на много порядков ниже характерной энергии тепловых колебаний – kT) магнитных полей (СМП).

Наиболее значимым шагом к выяснению условий действия СМП явились работы группы А.Р. Либова [1–3] в которых использовались комбинированные магнитные поля (КМП):

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_\perp \cos \Omega t, \quad (1)$$

где \vec{B}_0 и \vec{B}_\perp – постоянная и переменная компоненты магнитного поля (МП). Необходимо отметить, что (1) является достаточно общим слу-

чаем и присутствует всегда в виде постоянного магнитного поля Земли \vec{B}_0 и его флуктуаций. В этих же работах было показано, что в случае $\vec{B}_0 \parallel \vec{B}_\perp$ и $\Omega = n\Omega_c$ ($n=1,2,3\dots$), где Ω_c – циклотронная частота иона с зарядом q и массой m :

$$\Omega_c = \frac{q}{m} B_0, \quad (2)$$

поля вида (1) способны оказывать влияние на различные биологические процессы.

Наиболее глубокое, на наш взгляд, понимание механизмов действия КМП достигнуто в работах В.В. Леднева. Развита им теоретическая модель [4–5] и экспериментальные исследования его группы [4–7] показали, что первичными мишенями действия СМП, кроме биологически важных ионов (Ca^{2+} , Mg^{2+} , K^+) на частоте $n\Omega_c$, является также спиновая подсистема на частотах $\Omega = n\Omega_L$:

$$\Omega_L = \gamma B_0, \quad (3)$$

где γ – гиромагнитное отношение для данного магнитного момента. Важность спиновой подсистемы была подтверждена экспериментально в работе [7]. Необходимо отметить, что кроме зависимостей (2) и (3) величина биоэффекта нелинейно зависит также от амплитуды \vec{B}_0 . Отклик биосистемы при этом имеет полиэкстремальный характер. Рассмотрение амплитудных условий мы здесь опускаем. Детали приведены в обзоре [4].

Упомянутые работы [1–7], как правило, предполагают воздействие на единственной частоте, задаваемой формулами (2) или (3). Но экспериментальные исследования последнего времени показывают, что для достижения практически значимых результатов более предпочтительным является многочастотное воздействие. Так, например, в [8] используется сигнал вида $B_0 + B_1 \cos \Omega_1 + B_2 \cos \Omega_2 + B_3 \cos \Omega_3$, где $B_0 = 42$ мкТл, $B_1 = 300$ нТл; $\Omega_1 = 1$ Гц, $B_2 = 100$ нТл; $\Omega_2 = 4,4$ Гц, $B_3 = 150 \div 300$ нТл; $\Omega_3 = 16,5$ Гц. При этом отмечается, что сигнал, представляющий сумму указанных частот, демонстрирует противоопухолевую активность у мышей с привитой карциномой Эрлиха. После экспозиции в указанном поле наблюдалась полная деградация опухоли. Авторы [8] особо подчеркивают, что эффективным является именно сигнал $B_0 + B_1 \cos \Omega_1 + B_2 \cos \Omega_2 + B_3 \cos \Omega_3$, в то время как его отдельные моночастотные компоненты $B_1 \cos \Omega_1$, $B_2 \cos \Omega_2$ и $B_3 \cos \Omega_3$ такой эффективностью не обладают. Это, по мнению авторов, может быть связано с наличием в биосистеме некоторого множества рецепторов и, как следствие, большей эффективности воздействия при настройке СМП на их частоты.

В то время как в [8] используется суперпозиция нескольких гармонических составляющих, в [9] использовался набор нескольких сотен частот из диапазона 100 Гц – 21 кГц для модуляции несущей частоты 27,12 МГц. Данный набор показал свою эффективность при подавлении роста двух типов раковых клеток печени. Другой набор частот подавлял рост клеток рака молочной железы. При этом частоты, подходящие для терапии опухоли печени, не влияли на клетки рака молочной железы и наоборот. Эта же мысль содержится в работе [10], где утверждается, что чувствительность биосистем к внешним сверхслабым воздействиям связана не с отдельными частотами, а с общей структурой их набора.

Приведенные примеры [8–10] указывают на то, что чем сложнее спектр воздействующего излучения, тем более адресное воздействие оно оказывает. Очевидно, что идеальное, в смысле эффективности и адресности воздействие соответствует полному набору характерных частот Ω_i исследуемой биосистемы:

$$\Omega_i = \gamma_i B_0, \quad i = \overline{1, N} \quad (4)$$

и реализуется в полигармоническом сигнале:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \sum_i^N \vec{B}_i \cos \Omega_i t. \quad (5)$$

Основная сложность практической реализации (5) заключается в невозможности рассчитать Ω_i из-за огромной сложности реальных биосистем. Поэтому, более эффективными и точными видятся экспериментальные методы нахождения набора частот (4).

В настоящей статье рассматривается метод и устройство, позволяющее экспериментальное получение сигнала вида (5), содержащего в себе информацию о наборе частот (4) и используемого в дальнейшем для адресного воздействия на соответствующую биологическую подсистему.

Для этого предлагается использовать систему, состоящую из двух ортогонально поляризованных монохроматических световых лучей, выходным параметром которой является величина ΔP :

$$\Delta P = P_1 - P_2. \quad (6)$$

Величины P_1 и P_2 определяются поворотом угла поляризации лазерных лучей при их прохождении через исследуемый биологический образец.

Как известно, угол поворота плоскости поляризации определяется эффектом Фарадея [11], суть которого в том, что намагниченное вещество нельзя охарактеризовать одним показателем преломления n . Под действием магнитного поля B_0 показатели преломления n^+ и n^- для циркулярно поляризованного света становятся различными. В результате плоскость поляризации монохроматического света с длиной волны λ , прошедшего в среде путь L , поворачивается на угол θ :

$$\theta = \frac{\pi L (n^+ - n^-)}{\lambda}. \quad (7)$$

В области не очень сильных магнитных полей ($B_0 < 1,5$ Тл) разность $n^+ - n^-$ линейно зависит от напряженности магнитного поля B_0 и, в

общем виде, угол фарадеевского вращения описывается соотношением:

$$\theta = VLB_0, \quad (8)$$

где V – постоянная Верде (удельное магнитное вращение), зависящая от длины волны света λ , свойств вещества, его температуры.

Эффект Фарадея по своей природе тесно связан с эффектом Зеемана, выражающимся расщеплением уровней энергии атомов и молекул в магнитном поле. При продольном наблюдении относительно магнитного поля спектральные компоненты зеемановского расщепления оказываются циркулярно поляризованными. Соответствующую циркулярную анизотропию обнаруживает и спектральный ход показателя преломления в области зеемановских переходов. Таким образом, в наиболее простом виде эффект Фарадея является следствием зеемановского расщепления кривых дисперсии показателя преломления для двух циркулярных поляризацій.

Для центрально-симметричного силового поля зеемановское расщепление энергетического уровня связано с ларморовой прецессией электронных орбит и равно:

$$\Delta E = \frac{q}{m} B_0. \quad (9)$$

При понижении симметрии ларморова прецессия оказывается затруднена, и в последнем выражении появляется множитель $\gamma < 1$:

$$\Delta E = \gamma \frac{q}{m} B_0. \quad (10)$$

Чем ниже симметрия, чем сильнее она отличается от сферической, тем меньше зеемановское расщепление, но оно имеет место всегда. Значит, и эффекты Зеемана и Фарадея должны наблюдаться всегда для молекул любой симметрии, что и подтверждает опыт [12–13].

Вращение плоскости поляризации в модели В.В. Леднева

Наше рассмотрение плоскости поляризации лазерного излучения, взаимодействующего с биообъектом, будет основываться на интерференционной модели В.В. Леднева.

Идеи, давшие начало упомянутой модели, берут свое начало в работе Ханле 1924 г., где описывается эффект сильной зависимости поляризации рассеянного света в магнитных полях меньших или порядка земного. Данный эф-

фект был назван по имени автора – эффектом Ханле. Суть его описывает нижеследующая простая модель [14].

Рассмотрим атом, основное состояние E_0 которого синглетно, а возбужденное – дублет с энергиями E_1 и E_2 . Сопоставив дипольному переходу классический линейный осциллятор, получим напряженность поля излученной волны:

$$E = E_1 \exp \left[i \left(\frac{E_1 - E_0}{\hbar} t + \varphi_1 \right) \right] + E_2 \exp \left[i \left(\frac{E_2 - E_0}{\hbar} t + \varphi_2 \right) \right]. \quad (11)$$

Из (11) получаем интенсивность света, излученного атомом:

$$I(t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Omega t + \varphi), \quad (12)$$

где $\Omega = |E_2 - E_1| / \hbar$ и предполагается что $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ не зависит от времени. Т.к. отдельные атомы возбуждаются в различные моменты времени, то суммарный вклад интерференционного члена в (12) должен быть равен нулю. Но, благодаря тому, что состояние атома имеет конечное время жизни τ и распадается по закону $(1/\tau)\exp(-t/\tau)$, получаем:

$$I(\Omega\tau) = \int_0^{\infty} I(t) \frac{\exp(-t/\tau)}{\tau} dt = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{\cos\varphi - \Omega\tau \sin\varphi}{1 + \Omega^2 \tau^2}. \quad (13)$$

Из (13) видна псевдорезонансная зависимость интенсивности излучения ансамбля атомов от частоты биений между подуровнями Ω .

В рассмотренном примере можно выделить следующие, важные для дальнейшего, моменты: интерференция возбужденных состояний (11), приводящая к появлению интерференционного члена (12), который проявляет себя, если выполнены определенные условия, связанные с временем жизни возбужденных состояний (13).

Перейдем к рассмотрению модели В.В. Леднева. Исследуемая биологическая система помещается в КМП (1). Наличие B_0 приводит к расщеплению возбужденного энергетического уровня ω на два подуровня ω_1 и ω_2 :

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{q}{m} B_0, \quad (14)$$

где q и m – заряд и масса изотропного осциллятора. Расстояние между подуровнями ω_1 и ω_2 , выраженное в единицах частоты, равно часто-

те циклотронного резонанса для рассматриваемого биологически активного иона в вакууме [15]. Переменная составляющая КМП (1) приводит к частотной модуляции подуровней ω_1 и ω_2 [16–17]:

$$\omega_{1,2}(\tau) = \omega_{1,2}(1 + \chi_{1,2} \cos \Omega t), \quad (15)$$

где частотная глубина $\chi_{1,2}$ равна:

$$\chi_{1,2} = \frac{|\Delta\omega|}{\omega_{1,2}} = \frac{qB_1}{2m\omega_{1,2}}. \quad (16)$$

Согласно теории эффекта Зеемана, колебания вдоль осей X и Y заряженного изотропно осциллятора, помещенного в постоянное магнитное поле с вектором магнитной индукции, направленным вдоль оси Z , могут быть записаны как:

$$A_x = A_1 \cos(\omega_1 t + \delta_1) + A_2 \cos(\omega_2 t + \delta_2), \quad (17)$$

$$A_y = A_1 \cos(\omega_1 t + \delta_1 + \pi/2) + A_2 \cos(\omega_2 t + \delta_2 + \pi/2). \quad (18)$$

Степень поляризации излучения рассматриваемого осциллятора:

$$p = \frac{\overline{A_x^2} - \overline{A_y^2}}{\overline{A_x^2} + \overline{A_y^2}}. \quad (19)$$

Допустим, что осциллятор возбужден в момент времени t_0 . Тогда вероятность того, что время жизни иона в связанном состоянии превышает t :

$$df = k \exp[-k(t-t_0)] dt, \quad (20)$$

где t – среднее время жизни осциллятора, $k=1/t$ – константа диссоциации. Учитывая (17)–(20) и проводя необходимые вычисления (подробности в [4, 5]), получим:

$$p = J_0^2(2\alpha) \frac{1}{1 + \Omega_c^2 \tau^2} + \sum_{n=1}^{\infty} J_n^2(2\alpha) \left[\frac{1}{1 + (n\Omega - \Omega_c)^2 \tau^2} + \frac{1}{1 + (n\Omega + \Omega_c)^2 \tau^2} \right], \quad (21)$$

где: $\Omega_c = \frac{qB_0}{m}$, $\alpha = \frac{\Omega_L}{\Omega}$, $\Omega_L = \frac{qB_1}{2m}$, $J_0(2\alpha)$ и $J_n(2\alpha)$ –

функции Бесселя нулевого и n -го порядков. Выражение (21) определяет среднюю по времени наблюдения степень поляризации колебаний осциллятора в плоскости XY , перпендикулярной направлению комбинированного магнитного поля (1).

Из (21) следует, что КМП в режиме параметрического резонанса способны индуцировать поворот плоскости поляризации лишь при

определенных (резонансных) значениях частоты переменной компоненты поля, равных циклотронной частоте или ее субгармоникам:

$$\Omega_i = \frac{\Omega_c}{i} = \frac{qB_0}{mi}. \quad (22)$$

Этот результат свидетельствует о выделенности частот Ω_i с точки зрения их влияния на поворот плоскости поляризации.

Система регистрации ΔP

Устройство системы, используемой для получения сигнала (6), схематически представлено на рис. 1а, а ее общий вид приведен на фотографии, показанной на рис. 1б. Рассмотрим принцип действия, показанной на рис. 1 системы.

Активный элемент (АЭ) лазера имеет выходной спектр излучения в виде двух ортогонально-поляризованных мод P_1 и P_2 с разномом 640 МГц. Мощности мод меняются в противофазе при изменении ΔL – длины оптического резонатора P и частоты лазерного излучения. Изменения происходят с периодом, соответствующим межмодовому интервалу лазера $\lambda/2$, что используется для стабилизации частоты излучения. Для этого излучение со стороны более плотного зеркала $Z1$ активного элемента пространственно разделяется по поляризациям с помощью двулучепреломляющего кристалла Π и поступает на фотодиоды $D1$ и $D2$. Фототоки с $D1$ и $D2$ вычитаются в дифференциальном усилителе ДУ и поступают в систему автоподстройки частоты “Система АПЧ”, где после обработки в пропорционально-интегро-дифференциальном ПИД регуляторе подаются после усилителя мощности УМ на нагреватель H , размещенный на боковых стенках АЭ. Нагреватель устанавливает такую температуру активного элемента АЭ, при которой длина резонатора P соответствует равенству мощностей излучения ортогонально поляризованных мод излучения. При нагревании лазера от внешнего источника тепла ток нагревателя уменьшается, а при охлаждении, наоборот, нарастает. Тем самым поддерживается постоянное расстояние между зеркалами $Z1$ и $Z2$ оптического резонатора и стабилизируется частота излучения [18].

Как видно из рис. 1а сигнал, получаемый на выходе дифференциального усилителя ДУ, соответствует искомому сигналу ΔP (6). Для его регистрации используется система,

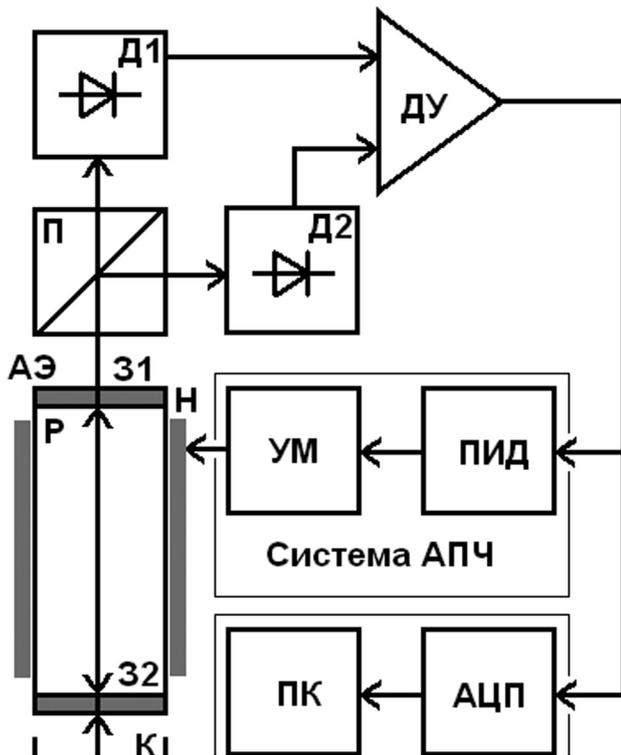


Рис. 1. Система регистрации сигнала: блок-схема и общий вид (пояснения в тексте)

состоящая из двух блоков, помеченных на рис. 1, как “Система регистрации”, состоящая из аналого-цифрового преобразователя АЦП и персонального компьютера ПК с соответствующим программным обеспечением. После преобразования при помощи АЦП аналогового сигнала с выхода ДУ в цифровую форму он записывается в память ПК для дальнейшего использования.

Важной особенностью показанной на рис. 1а системы является наличие третьего отражающего зеркала ЗЗ, которое находится снаружи АЭ. Данное зеркало закреплено на подставке, которая позволяет выполнить его юстировку таким образом, чтобы луч лазера отражался обратно в резонатор Р. Исследуемые биологические образцы помещаются над ЗЗ, поэтому луч, отраженный в резонатор, несет информацию об их оптической активности. Отразившись от ЗЗ, луч снова проходит исследуемое вещество и отражается от ЗЗ. Этот процесс повторяется многократно. Благодаря этому мы можем рассматривать показанную на рис. 1 систему как внутррезонаторный лазерный поляриметр. Известно [10], что знак угла поворота плоскости поляри-

зации в эффекте Фарадея в отличие от естественной оптической активности не зависит от направления распространения света (по полю или против поля). Поэтому многократное прохождение света через среду, помещенную в магнитное поле (имеется в виду, в первую очередь, магнитное поле Земли), приводит к возрастанию угла поворота плоскости поляризации в соответствующее число раз. Данное свойство позволяет увеличивать суммарный угол поворота плоскости поляризации при k -кратном прохождении света через магнитоактивное вещество. Величина угла θ в этом случае будет равна:

$$\theta = 2kVLB_0. \quad (23)$$

Из (23) следует, что в случае $k \gg 1$ величина угла поворота плоскости поляризации θ может быть весьма значительной, что обуславливает высокую чувствительность представленной на рис. 1 системы к слабым изменениям оптической активности исследуемого биоматериала, реализуя тем самым возможность получения информации о его “частотном портрете” (22).

Заключение

Эффекты биологического действия сверхслабых магнитных полей, как показано в работах [1–7], тесно связаны с механизмом зеемановского расщепления энергетических уровней атомов и молекул. В то же время, как показано в [12–13], эффект Зеемана тесно связан с эффектом Фарадея. Следовательно, получая информацию о величине фарадеевского вращения плоскости поляризации ΔP , мы тем самым получаем также информацию о величине зеемановского расщепления и, на этой основе, о значениях Ω .

Но, так как для реальных биологических образцов величины ΔP очень малы, то для получения информации о величине поворота плоскости поляризации ΔP нами использована система на основе гелий-неонового лазера с двумя ортогонально поляризованными модами излучения, в которой реализована схема внутрирезонаторной лазерной спектроскопии: лазерный луч после прохождения биологического образца и отражения от внешнего зеркала снова проходит через образец и возвращается в резонатор. Последнее обстоятельство обеспечивает высокую чувствительность рассматриваемой системы к малым изменениям оптической активности исследуемого биологического образца.

В работе [19] приведены предварительные результаты исследования биологической активности сигнала $\Delta P(t)$, полученного описанным выше способом путем записи сигнала от донорских бета-клеток из поджелудочной железы 2-недельного котенка. После этого было проведено 3 сеанса облучения больного сахарным диабетом кота радиоволнами, модулированными сигналом $\Delta P(t)$ нормально функционирующих клеток котенка. Через 16 дней концентрация глюкозы в крови кота упала до 1,3 ммоль/л. Доза канинсулина была уменьшена на 2 Ед. Через 25 дней дозу канинсулина снизили еще на 2 Ед, а через 50 дней инъекции канинсулина были полностью отменены. Концентрация глюкозы в крови животного нормализовалась. Кот чувствовал себя хорошо, набрал вес, шерсть перестала быть тусклой, стала лосниться, нормализовалось мочеиспускание, жажда исчезла. С момента лечения кот наблюдался в течение 3 лет. В течение этого времени он был здоров и активен. Подобная методика использована также в [20], где сигнал $\Delta P(t)$ успешно использовался для лечения сахарного диабета у крыс.

Предварительные результаты, полученные в работах [19–20], свидетельствуют о высокой биологической активности сигнала $\Delta P(t)$. Более детальное рассмотрение методики экспериментального получения сигнала $\Delta P(t)$, содержащего информацию о биологически активных частотах и его дальнейшее практическое использование для терапии различных нарушений будут предметом отдельной публикации.

Хотелось бы особо отметить, что рассмотренная в настоящей работе экспериментальная система может иметь самостоятельное применение в качестве спектрометра частот $\{\Omega_j\}$. Также она может использоваться в качестве высокочувствительного поляриметра.

Список литературы

1. Liboff A.R. Cyclotron resonance in membrane transport. // In: Interactions between Electromagnetic Fields and Cells. Chiabrera A., Nicolini C., Schwan H.P. (eds.). – New York: Plenum, 1985, p. 281–296.
2. Liboff A.R. Interaction Mechanism of Low – Level Electromagnetic Fields and Living Systems. Eds. B. Norden, C. Ramel. – Oxford: Oxford University Press, 1992, p. 130–147.
3. Liboff A.R., McLeod B.R. Kinetics of canalized membrane ions in magnetic fields. // Bioelectromagnetics, 1988, **1**, No. 9, p. 39–51.
4. Белова Н.А., Панчелюга В.А. Модель В.В. Леднева: теория и эксперимент. // Биофизика, 2010, **55**, № 4, С. 750–766.
5. Леднев В.В. Биоэффекты слабых комбинированных, постоянных и переменных магнитных полей. // Биофизика, 1996, **41**, № 1, С. 224–232.
6. Белова Н.А., Ермаков А.М., Знобщица А.В. и соавт. Влияние крайне слабых переменных магнитных полей на регенерацию планарий и гравитропическую реакцию растений. // Биофизика, 2010, **55**, № 4, С. 704–709.
7. Belova N., Ermakov A., Lednev V. Effects of weak combined magnetic fields tuned resonance for nuclear spins on the regeneration of planaria. // BioEM2013, Thessaloniki, Greece, Jun 10–14 2013, PA-221.
8. Novikov V.V., Novikov G.V., Fesenko E.E. Effect of weak combined static and extremely low-frequency alternating magnetic fields on tumor growth in mice inoculated with the ehrlich as-

- cites carcinoma. // *Bioelectromagnetics*, 2009, **30**, P. 343–351.
9. Zimmerman J.W., Pennison M.J., Brezovich I., et al. Cancer cell proliferation is inhibited by specific modulation frequencies // *Brit. J. Cancer*, 2012, **106**, P. 307–313.
 10. Загускин С.Л. Биорезонанс и биоуправление при лазерной терапии. // *Фотоника*, 2012, № 3, С. 62–68.
 11. Александров Е.Б., Запасский В.С. Лазерная магнитная спектроскопия. – М.: Наука, 1986, 280 с.
 12. Верховин А.Н. Могут ли низкосимметричные молекулы иметь вырожденные энергетические уровни? // *Естествознание и математика*, 2007, № 11, С. 5–7.
 13. Верховин А.Н. Магнитостатика слабоманнитных молекулярных систем. – СПб.: Изд-во СПбГПУ, 2006, 286 с.
 14. Новиков Л.Н., Скромцкий Г.В., Соломахо Г.И. Эффект Ханле. // *УФН*, 1974, **133**, № 4, С. 597–625.
 15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988, 512 с.
 16. Подгорецкий М.И. К вопросу о модуляции и “биениях” в квантовых переходах. Принт Р-491 Международного объединенного института ядерных исследований, Дубна, 1960, 21 с.
 17. Подгорецкий М.И., Хрусталева О.А. О некоторых интерференционных явлениях в квантовых переходах. // *УФН*, 1963, **81**, № 2, С. 217–247.
 18. Власов А., Хиллов С. Частотно-стабилизированные гелий-неоновые лазеры для интерферометрии. // *Фотоника*, 2007, № 5, С. 7–9.
 19. Эвентов В.Л., Тертыйшый Г.Г., Жидков И.Л. и соавт. Волновая коррекция функционирования клеток организма. // *Вестник Росс. акад. естест. наук*, 2011, **11**, № 1, С. 22–25.
 20. Эвентов В.Л., Тертыйшый Г.Г., Жидков И.Л. и соавт. Волновое управление функционированием клеток организма. // *Современные информационные технологии в науке, образовании и практике*, VII Всероссийская научно-практическая конференция с международным участием. Оренбург, 2008, С. 618–623.

DETERMINATION OF BIOLOGICALLY ACTIVE FREQUENCIES AND BASED ON THEM METHOD OF THERAPY

V.A. Panchelyuga¹, V.L. Eventov²

¹ *Institute of Theoretical and Experimental Biophysics of RAS, Pushchino, Moscow region, Russia*

² *B.V. Petrovsky Russian Research Centre of Surgery, Moscow, Russia*

In recent studies was shown that frequencies related to spin subsystem of biological system and defined by values of their Zeeman splitting are biologically active. Theoretical calculation of these frequencies is practically impossible for real biosystems. In present paper an experimental method of biologically active frequencies determination is proposed. The method is based on connection between Zeeman and Faraday effects. As a parameter under control the difference ΔP of polarizations of two orthogonal polarized laser beams is used. High sensitivity of the method is provided by usage of principles of intracavity laser spectroscopy. Preliminary experimental investigation confirms high biological activity of registered signals $\Delta P(t)$.

Key words: *biologically active frequencies, polarization, time series, primary targets*

E-mail: panvic333@yahoo.com