

## Das Antennenmodell und sein physikalisch-mathematischer Formalismus.

Peter P. Gariaev in dem Buch: Der wellen genetische Kode  
Übersetzt von Waltraud Wagner, Kommentare kursiv  
die Mathematik verstehe ich nicht, ein Mathematiker wird sie verstehen

Wie schon wiederholt bemerkt, wird die Funktion der Folge biologischer Makromoleküle, - insbesondere der Fermente - und anderer biologischer Verbindungen in Vielem durch Prozesse, die in aktiven Zentren ablaufen, bestimmt, die von biopolymeren Kettchen umgeben sind, welche eine zeichenartige Topologie haben. Geht man von solcher Voraussetzungen für die Struktur informationstragender Biomakromoleküle aus, die als natürlich anzunehmen ist, dann führt ihre Wechselwirkung mit physikalischen Feldern äußerer - und in Bezug auf das Biosystem - auch innerer, organischer Strahlungen zur Anregung von dipolartigen Schwingungen von Monomeren, die die genannten Kettchen bilden. Und diese induzieren ihrerseits Schwingungen im aktiven Zentrum. Anders gesagt wird ein solches System wie eine sich selbst abbildende Antenne arbeiten. Diese Anregungen von Schwingungen können zum Übergang des Biomakromoleküls in eine andere topologische zeichenartige Konformation beitragen.

*(schwingende Dipole sind immer Schwingkreise, die durch elektromagnetische Felder zum Schwingen angeregt werden und diese empfangen und wieder abstrahlen können.)*

Nach einem im Grunde prinzipiell ähnliches Konzept arbeiten eine ganze Reihe funktional hochbedeutender Makromoleküle, wie Chlorophyll, Hämoglobin, Myoglobin usw. Diese Makromoleküle vereinigen zwei strukturelle Eigenschaften:

1. in ihrem geometrischen Zentrum liegt ein Metall-Ion, (bei Chlorophyll Magnesium und bei Hämoglobin Eisen);

2. um das Ion sind symmetrisch 4 Pyrrol-Ringe in einer pseudoflächigen Struktur angeordnet.

Andere Arten von Biopolymeren, die dem Antennenmodell entsprechen, können vergleichsweise einfache zyklische Arten von Valinomycin\* sein und die hochmolekularen Strukturen von Chromosomen und DNS, die hochgeordnete Assoziationen von Metallen, wie Magnesium, Kalzium, Nickel, Kobalt, Kupfer, Eisen, Zink u.a. enthalten. Dabei ist ihre Rolle nicht klar und läuft für die Forscher im Grunde auf eine Neutralisation der OH-Gruppe von Phosphorsäureresten der Polynukleotide hinaus. Die Funktion dieser Metalle in DNS und RNS erweist sich aber als wesentlich umfangreicher und verwirklicht sich auf der Ebene zeichenartiger oder

energetischer Wechselwirkung mit endogenen und exogenen physikalischen Felder in Bezug auf Biosysteme.

*\*Überträger von Kalium-Ionen*

*Meiner Meinung nach haben alle diese Verbindungen Halbleitereigenschaften und können in metastabilen Zuständen Informationen aufnehmen, eine zeitlang speichern und wieder abstrahlen.*

Das trifft auch auf Eiweiß zu, das keine Porphinzentren enthält, aber auf spezifische Weise mit Metallen verbunden ist. Als solche kann man zum Beispiel seitenspezifische Eiweißstoffe mit Domänen vom Typ 'zinkhaltiger Finger' betrachten, die an der Regelung von Genen, die zuweilen sehr weit von den sie regelnden Eiweißen entfernt sind, teilnehmen. Die Atome der DNS und der Eiweißstoffe können über Resonanz auf einem elektromagnetischen Wege, dem Antennenmodell entsprechend, wechselwirken. Darum gehen wir hier noch einmal auf das Antennenmodell ein.

Äußere Energie, insbesondere solche, die durch Resonanzwechselwirkung äußerst hochfrequenter elektromagnetischer Strahlungen mit Eiweißstoffen verbunden ist, dringt in die Peripherie des Ensembles der Untereinheiten ein, die strukturell nicht unbedingt identisch sind. Als Resultat der aktiven 'Gespräche', - vorgegeben durch biochemische Beziehungen -, zwischen peripheren Akzeptoren, (die durch kodierte Energie erhalten wurden), und dem Assoziationszentrum (im hier gegebenen Fall durch ein Metall-Ion von Häm enthaltenden Eiweißstoffen), erhält dieses Zentrum Energie, die biologische Wirkung hervorruft.

Die Stufe der Reaktionsfähigkeit der Biomakromoleküle hängt wesentlich von der Anregungsebene der zentralen Untereinheiten ab. Wir wollen im Detail die potenziellen Mechanismen wellenartiger Wechselwirkungen physikalischen Felder und aktiver Zentren informationstragender Biomakromoleküle entsprechend dem von uns vorgeschlagenen Antennenmodells betrachten.

Als einfachstes Modell zur Illustrierung des Antenneneffekts wollen wir das doppelte, geschlossene zyklische Kettchen von Monomeren betrachten. Im Zentrum des Zyklus liegt ein aktives Zentrum, das mit dem monomeren Kettchen durch eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung verbunden ist.

Mit der früher definierten Koordinate der Verschiebung der Monomeren über  $x_1, x_2, \dots, x_N$ , verschiebt sich das aktive Zentrum über  $y$ . Für die Potenzialfunktion erhalten wir:

$$\begin{aligned}
 U(x_1, \dots, x_N, y) = & \sum_k \left[ \omega_x^2 x_k^2 + \frac{\xi_x}{3} x_k^3 \right] + \omega_y^2 y^2 + \frac{\xi_y}{3} y^3 + \\
 & + \sum_k \frac{\omega_{xx}}{2} \left[ (x_k - x_{k-1})^2 + (x_k - x_{k+1})^2 \right] + \\
 & + \sum_k \frac{\xi_{xx}}{3} \left[ (x_k - x_{k-1})^3 + (x_k - x_{k+1})^3 \right] + \dots
 \end{aligned} \tag{1}$$

Die ersten zwei Glieder in 1) entsprechen Schwingungen von Monomeren (das zweite Glied berücksichtigt den Anharmonismus); die folgenden zwei Glieder entsprechen der Verbindung zwischen den Monomeren und dem aktiven Zentrum.

Die Bewegungsgleichungen schreiben sich in der Form:

$$\ddot{x}_k + 2\lambda \dot{x}_k = \frac{\partial U}{\partial x_k} + f(t), \quad \ddot{y} + 2\lambda \dot{y} = \frac{\partial U}{\partial y}, \tag{2}$$

wo  $f(t) = f_0 \cos \omega t$  die äußere, monochromatische Kraft ist, die nur auf Monomere wirkt,

$\lambda$  ist der Dämpfungskoeffizient, die in das Phänomenologie führt, (der Einfachheit halber wird er sowohl für Monomere als auch für das aktive Zentrum als gleich angenommen).

Berücksichtigt man 1) bekommt das Gleichungssystem 2 die Form:

$$\begin{aligned}
 \ddot{x}_k + \lambda \dot{x}_k = & -\omega_x^2 x_k - \xi_x x_k^2 - \omega_{xx}^2 (x_{k-1} - 2x_k + x_{k+1}) + \\
 & + \omega_{xy}^2 (y - x_k) + \xi_{xy} (y - x_k)^2 + f(t),
 \end{aligned} \tag{3}$$

$$\ddot{y} + \lambda \dot{y} = -\omega_y^2 y - \xi_y y^2 - \omega_{xy}^2 \sum_{k=1}^N (y - x_k) + \xi_{xy} \sum_{k=1}^N (y - x_k)^2,$$

$$\begin{aligned}
 x_k + \lambda \dot{x}_k + (\omega_x^2 + \omega_{xy}^2) x_k - \omega_{xy}^2 y = \\
 = -\omega_{xx}^2 (x_{k-1} - 2x_k + x_{k+1}) + \omega_{xy}^2 x_k + \xi_{xy} (y - x_k)^2 + f(t), \\
 y + \lambda \dot{y} + (\omega_y^2 + \omega_{xy}^2 N) y - \omega_{xy}^2 \sum_{k=1}^N x_k = \xi_y y^2 - \xi_{xy} \sum_{k=1}^N (y - x_k)^2.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Führt man die allgemeine Koordinate für das Ensemble der Monomeren ein:

$$x = \sum_{k=1}^N x_k. \tag{5}$$

dann bekommt das Gleichungssystem 4) in linearer Näherung die Form:

$$\begin{aligned}
 \ddot{x}_k + \lambda \dot{x}_k + \omega_1^2 x_k - \omega_0^2 y = -\Omega_0^2 (x_{k-1} - 2x_k + x_{k+1}) + \xi_x x_k^2 + f(t), \\
 \ddot{y} + \lambda \dot{y} + \omega_2^2 y - \omega_0^2 x = 0,
 \end{aligned} \tag{6}$$

wo:

$$\begin{aligned}\omega_1^2 &= \omega_x^2 + \omega_{xy}^2, \\ \omega_2^2 &= \omega_y^2 + N\omega_{xy}^2, \\ \omega_0^2 &= \omega_{xy}^2, \\ \Omega_0^2 &= \omega_{xx}^2,\end{aligned}\quad \text{und } N \text{ – die Zahl der Monomere ist}$$

nach 5 
$$x + \lambda x + \omega_1^2 x - N\omega_0^2 y = Nf(t), \quad (7.1)$$

$$y + \lambda y + \omega_2^2 y - \omega_0^2 x = 0. \quad (7.2)$$

aus 7.2 folg 
$$x = 1/\omega_0^2(y + \lambda y + \omega_2^2 y) = 0 \quad (8)$$

Setzt man 8) in 7.1 ein, so ergibt sich:

$$y^{(4)} + 2\lambda y^{(3)} + (\omega_1^2 + \omega_2^2 + \lambda)y^{(2)} + \lambda(\omega_1^2 + \omega_2^2)y^{(1)} + (\omega_1^2\omega_2^2 + N\omega_0^4)y = N\omega_0^4 f(t) \quad (9)$$

Die entsprechende charakteristische Gleichung hat, nachdem man  $y \cong e^{kt}$  in die gleichartige homogene Gleichung eingesetzt hat, die Form :

$$(k^2 + \lambda k + \omega_1^2)(k^2 + \lambda k + \omega_2^2) = N\omega_0^4. \quad (10)$$

wird  $\lambda k = z_k$  gesetzt, erhält man:

$$z^2 + (\omega_1^2 + \omega_2^2)z + \omega_1^2\omega_2^2 - N\omega_0^4 = 0,$$

so dass

$$z_{1,2} = -\frac{1}{2}(\omega_1^2 + \omega_2^2) \pm \sqrt{(\omega_1^2 + \omega_2^2)^2 + \omega_1^2\omega_2^2 - N\omega_0^4}. \quad (11)$$

Im Folgenden wollen wir eine Ungleichung annehmen:

$$\omega_1^2 < \frac{\omega_1^2\omega_2^2}{\sqrt{N}}, \quad \lambda < \sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2}. \quad (12)$$

Die erste Bedingung entspricht dem Fall einer schwachen Kopplung zwischen Monomeren und dem aktiven Zentrum, die zweite einer geringen Dämpfung monomerer Oszillatoren.

Für Eigenwerte erhält man:

$$k_{1,2} = -\frac{\lambda}{2} \pm \sqrt{\Omega_1^2 - \frac{\lambda^2}{4}}, \quad k_{3,4} = -\frac{\lambda}{2} \pm i\sqrt{\Omega_1^2 - \frac{\lambda^2}{4}}, \quad (13)$$

wo kollektive Frequenzen eingesetzt werden:

$$\begin{aligned}\Omega_1 &= \left\{ \frac{1}{2}(\omega_1^2 + \omega_2^2)^2 + \left[ \frac{1}{4}(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + N\omega_0^4 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \\ \Omega_2 &= \left\{ \frac{1}{2}(\omega_1^2 + \omega_2^2)^2 - \left[ \frac{1}{4}(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + N\omega_0^4 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}.\end{aligned} \quad (14)$$

Uns interessieren erzwungene Schwingungen (durch die äußere Kraft  $f_0 \cos \omega t$ ) :

$$y = A \cos \omega t + B \sin \omega t \quad (15)$$

Setzt man 15) in 9) ein ergibt die Gleichsetzung der entsprechenden Koeffizienten für  $\cos \omega t$  und  $\sin \omega t$  das System der algebraischen Gleichungen:

$$\begin{cases} A(\omega^4 + \alpha_2 \omega^2 + \alpha_0) - B(2\lambda \omega^3 + \alpha_1 \omega) = F_0 \\ A(2\lambda \omega^3 + \alpha_1 \omega) - B(\omega^4 + \alpha_2 \omega^2 + \alpha_0) = 0 \end{cases}$$

wo:

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \omega_1^2 \omega_2^2 + N \omega_0^4, \\ \alpha_1 &= \lambda(\omega_1^2 + \omega_2^2), \\ F_0 &= N \omega_0^2 f_0. \end{aligned}$$

als Resultat erhalten wir:

$$y = \frac{F_0}{\sqrt{p^2 + q^2}} \cos(\omega t + \varphi),$$

wo

$$\begin{aligned} p &= (\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2) + \lambda^2 \omega^2 + N \omega_0^4, \\ q &= \lambda \omega (2\omega - \omega_1^2 - \omega_2^2), \\ \tan \varphi &= \frac{q}{p}. \end{aligned}$$

Nach nicht komplizierten, aber sperrigen Umwandlungen für die erzwungenen Schwingungen des aktiven Zentrums ergibt sich:

$$y = \frac{N \omega_0^2 f_0 \cos(\omega t + \varphi)}{\sqrt{(\omega^2 - \Omega_1^2)(\omega^2 - \Omega_2^2) + \omega^2 \lambda^2 [\omega^2 \lambda^2 + (\omega^2 - \Omega_1^2)^2 + (\omega^2 - \Omega_2^2)^2]}}. \quad (16)$$

Aus 16 ist ersichtlich, dass die höchste Amplitude der erzwungenen Schwingungen des aktiven Zentrums die Bedingungen einer gemeinsamen Resonanz erreicht: entweder  $\omega = \Omega_1$ , oder  $\omega = \Omega_2$ .

Für einen beliebigen dieser Fälle ergibt sich für die Amplitude erzwungener Schwingungen:

$$y = \frac{N \omega_0^2 f_0}{\omega \lambda \sqrt{\omega^2 \lambda^2 + (\Omega_1^2 - \Omega_2^2)}}. \quad (17)$$

Aus 17) folgt, dass der höchste Effekt einer resonanten Anregung des aktiven Zentrums bei großer Zahl der peripheren Untereinheiten der 'Antenne', bei höherem Wert des Kopplungskoeffizienten des aktiven Zentrums mit Monomeren, bei kleinstem Dämpfungskoeffizienten und bei geringster Disbalance der kollektiven Moden erreicht wird. Es ist nicht schwierig die Choreographie -d.h. die Dynamik erzwungener Schwingungen - separater monomerer Einheiten zu bestimmen.

Entsprechend 6) schreibt sich die Gleichung für das k-te Monomer in der Form:

$$\ddot{x}_k + 2\lambda \dot{x}_k + \omega_0^2 x_k = \Omega_0^2 (x_{k-1} - 2x_k + x_{k+1}) + \omega_0^2 y + f(t). \quad (18)$$

Führt man kollektive Koordinaten ein:

$$z_m = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \sum_{k=1}^N \frac{\sin mk\pi}{N+1} x_k, \quad m = 1, \dots, N$$

und verwendet Methoden der linearen Algebra, so erhält man für erzwungene Schwingungen von Monomeren:

$$x_k = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \sum_{m=1}^N \frac{s_m \sin mk\pi}{\sqrt{(\omega^2 - v_m^2)^2 + \lambda^2 \omega^2}} [f_0 \cos(\omega t + \delta_{m1}) + y_0 \cos(\omega t + \delta_{m2})], \quad (19)$$

$$\text{wo} \quad v_m^2 = \omega_0^2 + \Omega_0^2 \sin^2 \frac{m\pi}{2N+1}, \quad m = 1, \dots, N,$$

$$s_m = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \cdot \frac{\sin \frac{\pi}{2} m \cdot \sin \frac{\pi}{2} \frac{N}{N+1}}{\sin \frac{\pi}{2} \frac{m}{N+1}},$$

$y_0$  wird nach Gleichung 16 bestimmt.

Auf diese Weise realisiert sich im Rahmen des Antennenmodells der höchste Effekt einer äußeren Einwirkung eines monochromatischen Feldes  $f(t) = f_0 \cos \omega t$  nach den Gleichungen kollektiver Resonanz:

$$\Omega_1 = \omega, \quad \Omega_2 = \omega,$$

Wiederholt man die Überlegungen nach Abschnitt 2, kann man auch die folgenden Schlussfolgerung herleiten:

1) Bei der Realisierung einer Amplitudenmodulation durch ein äußeres Signal finden zusätzliche Möglichkeiten einer resonanten Einwirkung auf Biomoleküle in folgenden Frequenzen statt:

$$\Omega_{1,2} = \begin{cases} \omega, \\ \omega + \Omega, \\ \omega - \Omega. \end{cases}$$

2) Rechnet man mit Nichtlinearität bei einer quadratischen Kopplung eines monochromatischen Signals, so bringt das eine zusätzliche Resonanz in der zweiten Harmonischen  $\Omega_{1,2} = 2\omega$  ein.

3) rechnet man mit Nichtlinearität bei der Amplitudenmodulation, so bestimmt das noch eine Reihe von Resonanzmöglichkeiten:

$$\Omega_{1,2} = \begin{cases} \omega, \\ 2\omega, \\ 2\omega \pm \Omega, \\ 2(\omega \pm \Omega). \end{cases}$$

**Auf diese Weise spielen bei einer resonanten Wirkung eines elektromagnetischen Feldes auf Biomakromoleküle mit aktiven Zentrum, das Metallatome enthält, kollektive Welleneffekte eine wesentliche Rolle.**

**In diesem Falle bestimmen die Eigenschaften der Strahlung selbst die Spanne der Möglichkeit des regelnden Einflusses auf die Dynamik der Biomakromoleküle im Ganzen und folglich auf die biologischen Prozesse, an denen sie teilnehmen, im Voraus, indem sie dadurch selbst direkt oder indirekt regelnde und /oder desorganisierende Signale realisieren.**