

文章编号: 0258-7025(2008)Supplement2-0361-05

太赫兹光子对生物分子系统作用效应的 微观机制分析

许 林¹ 张灿邦^{2*} 徐 楠¹ 戴志福² 田家金² 周凌云^{2,3}

¹ 云南师范大学物理与电子信息学院, 云南 昆明 650092
² 红河学院理学院, 云南 蒙自 661100
³ 昆明理工大学理学院, 云南 昆明 650093

摘要 太赫兹辐射是指频率范围在 $0.1 \times 10^{12} \sim 10 \times 10^{12}$ Hz 之间的电磁辐射, 而生物分子的链、键振动频率大于 10^{14} Hz, 故太赫兹光子难以引起生物分子的共振吸收效应。但按 Frohlich 的理论, 活的生物分子系统是具有高度相干性的系统, 其运动状态具有内部协同的集体振荡效应, 该集体振动模的频率为 $0.02 \times 10^{12} \sim 2.0 \times 10^{12}$ Hz。因此, 太赫兹光子是能够与活的生物分子系统发生相互作用的, 并产生相应的共振吸收效应。在偶极近似条件下, 可通过太赫兹光子与生物分子振子相互作用的哈密顿量, 求解相应的薛定谔方程, 可解释太赫兹光子的荧光效应; 并讨论了太赫兹光子对生物细胞膜的作用效应机制。

关键词 生物光学; 太赫兹光子; 活的生物分子系统; 微观机制

中图分类号 Q631 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL200835s2.0361

Analyses of Microscopic Mechanism on the Interaction of THz Photon and Biomolecule System

Xu Lin¹ Zhang Canbang² Xu Nan¹ Dai Zhifu² Tian Jiajin² Zhou Lingyun^{2,3}

¹ School of Physics & Electronic Information Technology, Yunnan Normal University, Kunming, Yunnan 650092, China

² Collage of Science, Honghe University, Mengzi, Yunnan 661100, China

³ Collage of Science, Kunming University of Science and Technology, Kunming, Yunnan 650093, China

Abstract The frequency range of THz radiation is $0.1 \times 10^{12} \sim 10 \times 10^{12}$ Hz, but the frequency of the band of biomolecule greater than 10^{14} Hz. Hence the interaction of THz photon with the bond of biomolecule can not lead to the resonance effects. However, according to Frohlich theory, living biomolecule system is a extreme coherence's system, its motion state poeesees the collective vibration effect. The range of coherent vibration frequency is $0.02 \times 10^{12} \sim 2.0 \times 10^{12}$ Hz. Hence, the interaction of THz photon with the living biomolecule system can lead to the resonance effect. Under dipole approximation, the Hamiltonian of the interaction of THz photon and biosystem vibrator can take. To solute the Schrödinger equation, we can explain some fluorescence effect that are cause by THz photon's action. Other, we discussed the mechanism on action effects of the laser photon acting to protein or cell membranes.

Key words biological optics; THz photon; living biomolecule system; microscopic mechanism

1 引 言

太赫兹辐射是指频率范围在 $0.1 \times 10^{12} \sim 10 \times 10^{12}$ Hz 之间的电磁辐射, 而生物分子链、键的振动频率多大于 10^{14} Hz, 故太赫兹光子对生物分

子的链、键难以引起生物分子的链、键的共振吸收效应。但按 Frohlich 的理论, 活得生物分子系统是具有高度相干性的系统, 并认为在生物活体内存在 $0.1 \times 10^{12} \sim 10 \times 10^{12}$ Hz 之间的相干电振荡, 并提出

基金项目: 国家自然科学基金(60748002, 60068001), 云南省科技计划基金(2006E0091M), 云南省教育厅基金(07Y40499)和红河学院基金(XSS06021)资助项目。

作者简介: 许 林(1971—), 男, 副教授, 主要从事激光生物学方面的研究。E-mail: xulin5516057@yahoo.com.cn

* 通信联系人。E-mail: cbzhang@vip.km169.net

新的生物玻色凝聚理论。众所周知,在玻色-爱因斯坦凝聚态下的所有粒子均处在能量最低态,并可用同一波函数描述,即处于完全相同的量子态,即活的生物系统运动状态具有内部协同的集体振荡效应。而描述这个集体振荡模的频率应小于生物分子系统中各链键最小振动频率^[1]。用量子统计等理论讨论了这个问题^[2]。事实上,Markelz 等确实也测得小牛胸腺 DNA 在 0.06~2.00 THz 频段有低频吸收谱^[3]。因此,太赫兹光子是能与活的生物分子系统发生共振相互作用的。本文将对太赫兹光子场与具有集体振荡高度相干的活的生物系统相互作用机制进行研究。为了对这个相互作用的机制有较全面的了解,将从不同角度进行分析。对太赫兹光子与生物分子相互作用机制的解析理论分析,将使人们对生物分子的行为较为有更深入的认识,这将有助于对太赫兹辐射在生物学方面的实验较深刻的认识,并可能推进太赫兹辐射技术在生物学及医学方面的研究。

2 太赫兹光子与生物系统集体振荡模相互作用分析

根据 Frohlich 的生物玻色凝聚理论及文献^[2]的理论分析活的生物系统是一个高度相干、高度有序的系统,其运动状态具有内部协同的集体振荡特征,并可视为由一些具有相同电偶极矩的振子集合。而且,文献^[2]用量子统计等理论对这个集体振荡模的频率进行解析理论分析。理论分析的结果表

明, ω_r 因小于生物系统中各链键的最小振荡频率。实验测量表明,生物链键的振动频率多大于 1×10^{13} Hz。如 C-H 键的频率为 1.0×10^{14} Hz, O-H 键的频率为 1.08×10^{14} Hz, amide 键的频率为 5×10^{13} Hz, 而活的生物体的电振荡频率一般处于 $10^{11} \sim 10^{12}$ Hz。因此太赫兹光子场与活的生物系统能产生共振或近共振的相互作用,下面讨论太赫兹光子场与活的生物系统相干电偶极振子的相互作用。

设生物电偶极振子的频率 ω_r 带电量为 e , 质量为 m , 而太赫兹光子场之矢势为 A , 标势为 ϕ , 电场强度为 E , 频率为 Ω 。则此光子场与生物电偶极振子之哈密顿量为^[4]

$$H = \frac{1}{2m} \left(P - \frac{e}{c} A \right)^2 + e\phi + \frac{1}{2} m\omega_0^2 x^2. \quad (1)$$

在偶极近似单模电场的情况下,可将(1)式写为

$$H = \frac{P^2}{2m} + \frac{eP}{2m\Omega} \epsilon_0 \sin \Omega t - \frac{1}{2} e \epsilon_0 x \cos \Omega t + \frac{1}{2} m\omega_r^2 x^2, \quad (2)$$

式中 ϵ_0 为光子场电子振幅。在无光场作用时,振子的波函数为 ψ_n 利用归一化谐振子波数 ψ_n 的公式为

$$\left(x + \frac{m\hbar}{\omega} \frac{d}{dx} \right) \psi_n = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}} n \psi_n,$$

$$\left(x - \frac{\hbar}{m\omega} \frac{d}{dx} \right) \psi_n = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}} (n+1) \psi_{n+1},$$

并用微扰方法,可以得到光子场作用的微扰算符为

$$H' = \frac{p \epsilon_0}{2m\Omega} \sin \Omega t - \frac{1}{2} e \epsilon_0 \cos \Omega t,$$

其能量的修正为 $H'_{n_0} = 0, n \neq 1$

$$H'_{n_0} = \langle 1 \left| \frac{p \epsilon_0}{2m\Omega} \sin \Omega t - \frac{1}{2} e \epsilon_0 x \cos \Omega t \right| 0 \rangle = -\frac{e \epsilon_0}{2} \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_r}} (\cos \Omega t - j\Omega^{-1} \omega_r \sin \Omega t), \quad (3)$$

并可得到由基态跃迁到第一激发态的几率(跃迁到其他激发态的几率为 0)

$$p_0 = \frac{1}{\hbar} \left| \int_0^t \frac{e \epsilon_0}{2} \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_r}} \left(j \frac{\omega_r}{\Omega} \sin \Omega t' - \cos \omega_r t' \right) dt' \right|^2 = \frac{e \epsilon_0}{8m\omega_r \hbar} \left(\frac{\sin^2 \Omega t}{\Omega^2} + \frac{8\omega_r^2}{\omega_r^2 - \Omega^2} \right) - \frac{e^2 \epsilon_0^2}{2m\Omega \hbar} \left[\frac{(\omega_r^2 + \Omega^2) \sin \omega_r \sin \Omega t - 2\omega_r \Omega \cos \omega_r \cos \Omega t}{(\omega_r^2 - \Omega^2)^2} \right], \quad (4)$$

(3),(4)式说明,在太赫兹光场的激发下,生物振子只能由基态跃迁到第一激发态,且当 Ω 接近 ω_r 时,跃迁几率才陡增。即由于太赫兹光子频率 Ω 与生物振子 ω_r 相近,生物振子极易产生共振吸收而跃迁到高能态。处于高能态的粒子,因自发辐射或受激辐射而发出光子。而可能产生共振荧光现象。虽然由(3)式可以得到,能量的一级修正为零,但还可以得到,基态和第一激发态的二级修正,确是一不为零的较小量,可得

$$E_0^{(2)} = \sum_k' \frac{|H'_{n_0}|^2}{\epsilon_0^{(0)} - \epsilon_k^{(0)}} = \sum_k' \frac{\left| \langle k \left| \frac{ep}{2m\Omega} \epsilon_0 \sin \Omega t - \frac{1}{2} e \epsilon_0 x \cos \Omega t \right| 1 \rangle \right|^2}{\hbar\omega_r - \hbar k\omega_r} = \frac{-e^2 \epsilon_0^2}{8m\omega_y^2} \left(\frac{\omega_y^2}{\Omega^2} \sin^2 \Omega t + \cos^2 \Omega t \right),$$

$$E_1^{(2)} = \sum_k' \frac{\left| \langle k \left| \frac{ep}{2m\Omega} \epsilon_0 \sin \Omega t - \frac{1}{2} e \epsilon_0 x \cos \Omega t \right| 1 \rangle \right|^2}{\hbar\omega_r - \hbar k\omega_r} = \frac{-e^2 \epsilon_0^2}{4m\omega_r^2} \left(\frac{\omega_r^2}{\Omega^2} \sin^2 \Omega t + \cos^2 \Omega t \right),$$

当 $\omega_r = \Omega$ 时

$$\epsilon_0 = \frac{-e^2 \epsilon_0^2}{8m \omega_r^2}, \quad \epsilon_1^{(2)} = -\frac{e^2 \epsilon_0^2}{4m \omega_r^2}, \quad (5)$$

也就是说,由于此修正,当入射光线不强时,一般就只能发现,如入射光子频率相同的荧光。但当入射光强较大时,可发现略有频率差异不同荧光,在荧光谱上即可发现主峰两侧将会发现有二次峰。

3 太赫兹光子对蛋白质分子系统作用效应的量子力学分析

α -螺旋蛋白质分子由多肽链构成,以肽键平面为单位, α -碳原子为转折点,形成右手螺旋,每个螺旋有 3~6 个氨基酸残基,相隔 2 个肽键平面上的氢、氧原子形成氢键。如图 1 所示,其中点线表示氢键,四边形平面为肽键,如 α -螺旋蛋白质中的氢键遭到破坏,则其构像可能改变,以致变性^[5]。

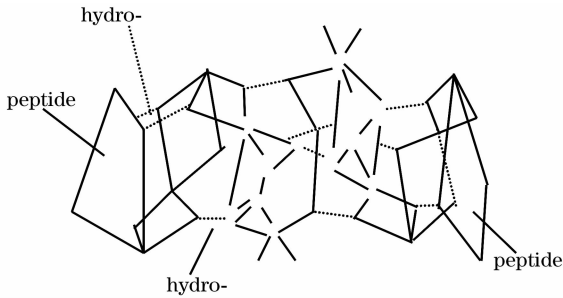


图 1 α -螺旋蛋白质结构图

Fig. 1 α -helix structure pattern of protein

与其他化学键相比,氢键较弱,当考虑外界作用强度仅能影响氢键时,可将肽键平面视为刚体。因

此,每个肽键平面仅绕过其两端的 α -碳原子轴作转动,在氢键限制下作角振动,而肽键平面间通过氢键产生相互作用,沿着氢键 \rightarrow 肽键平面 \rightarrow 氢键 $\rightarrow \dots$ 方向,则出现肽键-氢键链,且在 α -螺旋蛋白质的肽链上有 3 条这样的链相互盘绕。如假定每个 C_α 原子在空间的位置是固定的,则在 3 条肽键-氢键链上的运动,就是相互独立的,故可只选一条链为研究对象。每条肽键-氢键链螺旋距约 2.7 nm,是氨基酸形成螺旋链的 5 倍。故为简化计,可将肽键-氢键链视为一条直线。氢键的形成机制是极复杂的,但一般认为氢键链能主要由静电作用能、诱导能、色散能等组成。对静电能而言,产生有氢键连接的两肽键面上 H-N 和 O=C 键的电偶极子的相互作用可表示为

$$U_1 = -\frac{p_1 p_2}{R^3} \sum_i (2 \cos \theta_i \cos \theta_{i+1} - g \sin \theta_i \sin \theta_{i+1}), \quad (6)$$

式中 θ_i, θ_{i+1} 为肽键-氢键链上第 $i, i+1$ 个肽键平面的转动角坐标, p_1, p_2 为 H-N 和 O=C 键的电偶极矩, R 为 H-N 和 O=C 键的中心距离, g 为由 2 个肽键平面转动轴间的夹角决定的常数。由 H-N 键的电偶极矩产生的电场对极化率为 p_3 的氧原子的相互作用能(诱导能)为

$$U_2 = -\frac{p_1^2 p_3}{4R^6} \sum_i (5 + 3 \cos 2\theta_i), \quad (7)$$

色散能由 H-N 和 O=C 的电离能、极化率和中心距决定,与 θ_i 和 θ_{i+1} 无关,故色散能 U_3 可视为常数。因此,由(6)和(7)式可得氢键所产生的势能为

$$U = \sum_i u_{1i} + \sum_i u_{2i} + \sum_i u_{3i} = \sum_i \left[-\frac{p_1 p_2}{R^3} (2 \cos \theta_i \cos \theta_{i+1} - g \sin \theta_i \sin \theta_{i+1}) - \frac{p_1^2}{4R^6} (5 + 3 \cos 2\theta_i) + u_{3i} \right], \quad (8)$$

由氢键的方向性,且因当 H-O=C 在一条直线上最强,可得 θ_i 应为小角度,故(8)式可取小角度近似,并忽略非线性项,可得

$$U = \frac{1}{2} I \omega_1^2 \sum_i \theta_i^2 + \frac{1}{2} I (\omega_0^2 - \omega_1^2) \sum_i \theta_{i+1}^2 - I \omega_2^2 \sum_i \theta_i \theta_{i+1}, \quad (9)$$

式中 I 为肽键平面的转动惯量, ω_0, ω_1 和 ω_2 为由 I 和氢键力常数决定的 3 个频率常数,由(9)式可得肽键-氢键链的哈密顿数量 H_0

$$H_0 = \frac{1}{2I} \sum_i l_i^2 + \frac{1}{2} \sum_i I \omega_1^2 \sum_i \theta_i^2 + \frac{1}{2} I (\omega_0^2 - \omega_1^2) \sum_i \theta_{i+1}^2 - I \omega_2^2 \sum_i \theta_i \theta_{i+1}, \quad (10)$$

当太赫兹光子场作用后,并在仅计其电场作用,此相互作用的哈密顿量为

$$H = \frac{1}{2I} \sum_i (l_i - p A_i)^2 + \frac{1}{2} I \omega_1^2 \sum_i \theta_i^2 + \frac{1}{2} I (\omega_0^2 - \omega_1^2) \sum_i \theta_{i+1}^2 - I \omega_2^2 \sum_i \theta_i \theta_{i+1}, \quad (11)$$

此处的 A_i 为电场矢势,略去 A_i^2 项,可得

$$H = \frac{1}{2I} \sum_i (l_i^2 - 2 p A_i l_i) + \frac{1}{2} I \omega_1^2 \sum_i \theta_i^2 + \frac{1}{2} I (\omega_0^2 - \omega_1^2) \sum_i \theta_{i+1}^2 - I \omega_2^2 \sum_i \theta_i \theta_{i+1}, \quad (12)$$

对钛键-氢键链上的 θ_i 和 l_i 量子化,有

$$\theta_i = \left(\frac{\hbar}{2I\omega_0}\right)^{1/2} (b_i + b_i^+); \quad l_i = j \left(\frac{\hbar I\omega_0}{2}\right)^{1/2} (b_i^+ - b_i); \quad j = \sqrt{-1}, \quad (13)$$

将(13)式代入(12)式可得

$$H = \frac{\hbar}{2} \left(\omega_0 + \frac{\omega_1^2}{\omega_0}\right) \sum_i \left(b_i^+ b_i - \frac{1}{2}\right) + \frac{\hbar(\omega_0^2 - \omega_1^2)}{2\omega_0} \sum_i \left(b_{i+1}^+ b_{i+1} - \frac{1}{2}\right) - \frac{\hbar\omega_2^2}{\omega_0} \sum (b_i b_{i+1}^+ + b_i^+ b_{i+1}) - j \left(\frac{\hbar I\omega_0}{2}\right)^{1/2} \frac{p}{I} \sum_i A_i (b_i^+ - b_i),$$

其中略去常数项和反常数项 $b_i b_i, b_i^+ b_i^+, b_{i+1} b_{i+1}$ 和 $b_{i+1}^+ b_{i+1}^+$ 等,并使用了运动方程 $j\hbar\dot{b}_k = [b_k, H]$ 可得

$$j\hbar\dot{b}_k = \frac{\hbar}{2} \left(\omega_0 + \frac{\omega_1^2}{\omega_0}\right) \sum_i \delta_{i,k} b_i + \frac{\hbar(\omega_0^2 - \omega_1^2)}{2\omega_0} \sum_i \delta_{i+1,k} b_{i+1} - \frac{\hbar\omega_2^2}{\omega_0} \sum (\delta_{i+1,k} b_i + \delta_{i,k} b_{i+1}) - j \left(\frac{\hbar I\omega_0}{2}\right)^{1/2} \frac{p}{I} \sum_i \delta_{i,k} A_i = \hbar\omega_0 b_k - \frac{\hbar\omega_2^2}{\omega_0} (b_{k-1} + b_{k+1}) - j \left(\frac{\hbar I\omega_0}{2}\right)^{1/2} \frac{p}{I} A_k, \quad (14)$$

对像蛋白质这样的自组织开放系统而言,其波函数可取为

$$|\varphi\rangle = \frac{1}{\lambda} \sum_i [1 + \varphi_i(t) b_i^+] |0\rangle, \quad (15)$$

式中 λ 为归一化常数, $|0\rangle$ 为无激发时的真空态,令 $\varphi_k = \langle\varphi| b_k |\varphi\rangle$, (14)式变为

$$j\dot{\varphi}_k = \omega_0 \varphi_k - \frac{\omega_2^2}{\omega_0} (\varphi_{k-1} + \varphi_{k+1}) - j \left(\frac{I\omega_0}{2\hbar}\right)^{1/2} \frac{p}{I} A_k, \quad (16)$$

取连续性近似,可得

$$\varphi_{k\pm 1} = \varphi_k \pm r_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1}{2} r_0^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}; \quad \varphi_k \rightarrow \varphi; \quad A_k \rightarrow A, \quad (17)$$

即

$$j\dot{\varphi} = \left(\omega_0 - \frac{2\omega_2^2}{\omega_0}\right) \varphi - \frac{\omega_2^2 r_0^2}{\omega_0} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \left(\frac{I\omega_0}{2\hbar}\right)^{1/2} \frac{p}{I} A, \quad (18)$$

令 $a = \left(\omega_0 - \frac{2\omega_2^2}{\omega_0}\right), b = \frac{\omega_2^2 r_0^2}{\omega_0}, c = \left(\frac{I\omega_0}{2\hbar}\right)^{1/2} \frac{p}{I}$ 得到

$$j\dot{\varphi} = a\varphi - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - jcA, \quad (19)$$

取

$$A = A_0 e^{j(kz \cos \gamma - \omega t)} = A_0 e^{j(kz \cos \gamma)} e^{-j\omega t}, \quad (20)$$

式中 γ 为电磁波方向与钛键-氢键链的夹角,取其虚部,代入(19)式得

$$j\dot{\varphi} = a\varphi - b \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + A_0 c \sin(kz \cos \gamma) e^{-j\omega t}, \quad (21)$$

令 $\varphi = \phi(z) e^{-j\omega t}$, 即有

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} + \frac{\omega - a}{b} \phi = \frac{A_0 c}{b} \sin(kz \cos \gamma), \quad (22)$$

取 $k_1^2 = \frac{\omega - a}{b}$, 即为

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} + k_1^2 \phi = \frac{A_0 c}{b} \sin(kz \cos \gamma). \quad (23)$$

由于太赫兹频率与蛋白质分子链集体振荡效应的相干频率相近,故能产生近共振相互作用。由(23)式知,当 $k_1 = k \cos \gamma$ 时,其振幅将达到极大值,出现很强的共振现象。钛键-氢键链上的氢键将会

断裂,从而可能导致蛋白质的构象发生不小的变化,不过关于变性方面的实验报道尚未见到,这是理论研究的结果而做的推测。由于太赫兹光子的频率甚小于生物活体各链、键单独振动的频率,故在链键断

裂级后,难于观察到链键断裂的效应。但太赫兹对二肽链的作用,可观察肽链对其有明显的共振吸收效应。

4 关于太赫兹光子与生物膜的作用机制分析初探

曾用量子理论分析激光与细胞膜的相互作用机制,在细胞膜的液晶双层脂膜模型的基础上,分析了激光与细胞膜作用所产生电、热效应的微观机制。将细胞膜视为许多相同电偶极子的集合。现在,仍以此模型来讨论太赫兹光子与其相互作用效应。分析对细胞膜的极化效应。在偶极近似下,可得太赫兹光与细胞膜电偶极振子的含时薛定谔方程^[6]

$$j\hbar\Psi_i = (H_0 - e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0 \cos \Omega t)\Psi, \quad (24)$$

式中 H_0 为无激光作用时系统的哈密顿量, \mathbf{E}_0 为光场的电场分量。令激光 - 电偶极子相互作用系统的波函数为 $\Psi_n(\mathbf{r}, t)$, 即有

$$\Psi_n(\mathbf{r}, t) = \phi_m(\mathbf{r})e^{-j\omega_n t} + u_n(\mathbf{r})e^{j(\omega_n - \Omega)t} + v_n(\mathbf{r})e^{-j(\omega_n + \Omega)t}, \quad (25)$$

式中 $\phi_m(\mathbf{r})$ 为激光作用前的状态波函数,即 H_0 的本征函数, $\Psi_n(\mathbf{r})$ 为微扰波函数; u_n 和 v_n 一般说来很小,将(25)式代入(24)式,并由于 u_n 和 v_n 很小,因此有

$$\begin{aligned} \hbar(\omega_n - \Omega)u_n e^{j\Omega t} + \hbar(\omega_n + \Omega)v_n e^{-j\Omega t} = \\ -H_0 u_n e^{j\Omega t} + H_0 v_n e^{-j\Omega t} - e(\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0)\phi_n \cos \Omega t, \end{aligned} \quad (26)$$

由(26)式得出

$$\begin{aligned} \hbar(\omega_n - \Omega)u_n &= H_0 u_n - \frac{e}{2}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0)\phi_n, \\ \hbar(\omega_n + \Omega)v_n &= H_0 v_n - \frac{e}{2}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0)\phi_n, \end{aligned} \quad (27)$$

令 $u_n = \sum_l A_{nl}\phi_l, v_n = \sum_l B_l\phi_l$, 并将其代入(27)式, 即可得

$$\begin{aligned} A_{nl} &= -\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{P}_{ln} / 2\hbar(\omega_n - \Omega), \\ B_{nl} &= \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{P}_{ln} / 2\hbar(\omega_n + \Omega), \end{aligned} \quad (28)$$

式中 $P_{ln} = \langle \phi_l | e\mathbf{r} | \phi_n \rangle$, 由(28)式即能得出在 Ψ_n 态下细胞膜偶极振子的偶极矩 $\mathbf{D}_n = \langle \Psi_n | e\mathbf{r} | \Psi_n \rangle$, 由(24), (27) 和(28)式即可得到

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_n &= \mathbf{P}_n - \frac{e^{j\Omega t}}{2\hbar} \sum_l \left[\frac{\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{P}_{ln}}{\omega_{nl} - \Omega} + \frac{(\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{P}_{nl}^*)\mathbf{d}_{ln}}{\omega_{nl} + \Omega} \right] - \\ &\frac{e^{-j\Omega t}}{2\hbar} \sum_l \left[\frac{(\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{P}_{nl})\mathbf{P}_{ln}}{\omega_{nl} + \Omega} + \frac{(\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{P}_{nl}^*)\mathbf{P}_{ln}}{\omega_{nl} - \Omega} \right], \end{aligned} \quad (29)$$

式中 \mathbf{P}_{ln} 为永久偶极矩, $\mathbf{d}_{ln} = \mathbf{D}_n - \mathbf{P}_{ln}$ 为诱导偶极矩, 而且 $\mathbf{d}_n = R_e(\boldsymbol{\beta}\mathbf{E}_0 e^{j\Omega t}), \boldsymbol{\beta} = \begin{bmatrix} \beta_{xx}\beta_{xy}\beta_{xz} \\ \beta_{yx}\beta_{yy}\beta_{yz} \\ \beta_{zx}\beta_{zy}\beta_{zz} \end{bmatrix}$ 为二阶张量, 其中

$$\beta_{xy} = -\frac{1}{\hbar} \sum_l \left[\frac{(\mathbf{P}_{ln})_y (\mathbf{P}_{nl}^*)_x}{\omega_{nl} - \Omega} + \frac{(\mathbf{P}_{ln}^*)_y (\mathbf{P}_{nl})_x}{\omega_{nl} + \Omega} \right], \quad (30)$$

因为 $\mathbf{P}_{ln} = \mathbf{P}_{nl}^*, \beta_{xy} = \beta_{yx}^*, \mathbf{P}_{ln}$ 和 β_{xy} 为厄密的, 当 β 的所有分量为实数时, β 为一个标量, 能得 $\mathbf{d}_n = \beta\mathbf{E}$, 此处 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \Omega t, \beta$ 为极化率, 由(30)式得到

$$\beta = \frac{e^2}{m} \sum_l \frac{f_{ln}}{\omega_{ln}^2 - \Omega^2},$$

式中 f_{ln} 为偶极跃迁强度, 且有

$$f_{ln} = \frac{2m\omega_{ln}}{\hbar} |\langle l | x | n \rangle|^2, \quad (31)$$

$$|\langle l | x | n \rangle| = \sqrt{\hbar/2m\omega} (\sqrt{l}\delta_{l,n-1} + \sqrt{l+1}\delta_{l,n+1})$$

并且

$$\sum_l f_{ln}^{(\alpha)} = 1; \quad \alpha = x, y, z; \quad \omega_{ln} = (\mathbf{E}_l - \mathbf{E}_n)/\hbar,$$

(31)式表明, 在太赫兹光场作用下, 是可产生细胞膜的瞬时极化效应的, 能得出相应的极化的介电常数

$$\epsilon = 1 + 4\pi N \sum_l \frac{(e^2/m)f_{ln}}{\omega_{ln}^2 - \Omega^2}. \quad (32)$$

由于极化效应, 细胞膜的电学性质就能发生变化, 细胞膜的一些生物学性质(如对不同带电粒子的通透性)。讨论均将太赫兹光子视为同频率、同振动方向的光子。

参 考 文 献

- 1 H. Frohlich. Long range coherence in biological system [J]. *Advances in Electronics and Electron Physics*, 1980, **53**(2): 85~152
- 2 L. Y. Zhou, L. Xu, C. B. Zhang *et al.*. Mechanism of the genetic mutagenesis effects of far infrared ray laser [J]. *Optoelectron. Lett.*, 2005, **1**(2): 158
- 3 A. G. Markelz, A. Roitberg. Spectrum analysis of low frequency on thymus DNA and serum protein [J]. *Clum. Phys. Lett.*, 2000, **320**(2-1): 42
- 4 L. Y. Zhou, C. B. Zhang, Y. Y. Zhou *et al.*. Analysis on nonlinear behavior of laser-DNA molecule interaction [C]. *SPIE*, 2003, **5255**: 120~126
- 5 Zhou Lingyun, Wang Ruili, Wu Guangmin *et al.*. Nonlinear Physics Theory and Its Application [M]. Beijing: Publishing Company of Science, 2000
周凌云, 王瑞丽, 吴光敏 等. 非线性物理理论及应用[M]. 北京: 科学出版社, 2000