

能这些慢运动成分就是每个分子增加了四个乙酰基(分子量增加 172)的 H3 和 H4 的超乙酰化形式。超乙酰化会引起 DNA 转录的增加和新蛋白质的合成。但看来和 H1⁰ 并不存在简单的正相关。

丁酸钠体内给药未能诱导组蛋白发生任何可见的改变,但和另两种药物相似,均使小鼠腹水肝癌细胞的平均 DNA 含量下降。这与文献上关于丁酸钠具有抑制癌细胞分裂和生长速度的功能的报道是一致的。据称硫杂脯氨酸是具有逆转作用的以质膜为作用点的抗癌药^[9], 本实验未观察到它使 H1⁰ 出现的逆转作用。它使 DNA 含量下降,提示它的抗癌作用可能也是通过对 DNA 合成的抑制来实现的。有人用 ³H-TdR 掺入法证明羟基斑蝥胺有抑制 DNA 合成的作用^[10],我们取得与此一致的结果。

本实验中 DNA 受到抑制的同时,看不到 H1⁰ 合成的出现和增加,这一点与某些人认为

H1⁰ 含量与 DNA 合成呈反相关的看法不一致。看来这种反相关的关系值得进一步探讨。

斑蝥胺是天津科技进修学院王祖陶教授赠送,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] Pieler, C. et al.: *Eur. J. Biochem.*, **115**, 329, 1981.
- [2] Johns et al.: *Prog. Biophys. Mol. Biol.* **181**, 209, 1968.
- [3] Mendecki et al.: *Biochemistry*, **10**, 895, 1971.
- [4] Panyim, S. et al.: *Arch. Biochem. Biophys.*, **130**, 337, 1969.
- [5] Panyim, S. et al.: *Biochem. Biophys. Res. Commun.*, **37**, 1042, 1969.
- [6] Pehrson, J. et al.: *Nature*, **285**, 43, 1980.
- [7] Vidali, G. et al.: *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, **75**, 2239, 1978.
- [8] Isenbero, I.: *Ann. Rev. Biochem.*, **48**, 159, 1979.
- [9] Gosalvez et al.: *Biochem. Soc. Trans.*, **7**, 191, 1979.
- [10] 李德华等《中华医学杂志》**60**, 410, 1980.

[本文于 1983 年 4 月 6 日收到]

生物力学的粘弹性体模型浅析

朱孝华

朱木兰

胡瑞娟

(苏州大学) (苏州医学院) (苏州丝绸工学院)

在力学中,为突出被研究物体的主要矛盾,忽略次要因素,常将物体理想化,如刚体、弹性体、粘滞流体等“理想模型”。

生物组织的力学性质比较复杂,在一定条件下也可以理想化,用一些新的“理想模型”描述其特性,研究其运动规律。

很多物质具有滞后、弛豫和蠕变性质,这些性质统称为粘弹性。生物组织的粘弹性体模型有以下三种:

1. 麦克斯韦模型^[1], 是由一弹性系数为 μ 的线性弹簧与一阻尼延迟器连接而成。以 u 表示它的形变, $\dot{u}$ 表示形变速度,其两端受力 F 作用时有

$$\dot{u} = \frac{\dot{F}}{\mu} + \frac{F}{\eta} \quad (1)$$

η 为阻尼延迟器的粘滞系数,与流体粘滞

性和在流体中运动物体的几何形状有关。

2. 佛赫特模型^[1] 对佛赫特模型有

$$F = \mu u + \eta \dot{u} \quad (2)$$

3. 凯尔文模型^[1]或标准线性模型, 相应有

$$F + \frac{\eta_1}{\mu_1} \dot{F} = \mu_0 u + \eta_1 \left(1 + \frac{\mu_0}{\mu_1}\right) \dot{u} \quad (3)$$

令

$$\begin{aligned} \tau_e &= \frac{\eta_1}{\mu_1}, \\ \tau_\sigma &= \frac{\eta_1}{\mu_0} \left(1 + \frac{\mu_0}{\mu_1}\right), \\ E_R &= \mu_0 \end{aligned} \quad (3-a)$$

方程(3)又可表为

$$F + \tau_e \dot{F} = E_R \tau_\sigma \dot{u} + \tau_e \dot{u} \quad (4)$$

若粘弹性体所受外力 F 和发生的位移 u (即上述的形变)是时间的谐振函数,应用复数

表示法, u 表示复位移, U 为复模, ω 为圆频率, F 为复力, 则有 $u = Ue^{i\omega t}$,

$$F = G(i\omega)u = G(i\omega)Ue^{i\omega t} \quad (5)$$

(5)式中 $G(i\omega)$ 为复数弹性模量,

上述模型在一定条件下, 虽可用来解释一些生物组织的负荷与形变关系, 在实际应用中, 又常有必要再把上述模型组合成更复杂的模型, 使之适用于解释生物组织的运动规律。

一、麦克斯韦模型应用浅析

例 1. n 个相同的麦克斯韦元相并联如图 (1)所示, 证明

$$F = \frac{nD}{D/\mu_i + 1/\eta_i} u,$$

式中

$$D = \frac{d}{dt}.$$

证: 对第 i 个麦克斯韦元应用(1)式有

$$\begin{aligned} \dot{u}_i &= \frac{1}{\mu_i} \left(\frac{F}{n} \right) + \frac{1}{\eta_i} \left(\frac{F}{n} \right) \\ &= \frac{1}{n} \left(\frac{1}{\eta_i} + \frac{1}{\mu_i} \frac{d}{dt} \right) F \\ &= \frac{1}{n} \left(\frac{1}{\eta_i} + \frac{D}{\mu_i} \right) F \end{aligned}$$

因 $u_1 = \dots = u_i = \dots = u_n = u$,

$$\dot{u}_i = \frac{du}{dt} = Du$$

所以

$$F = \frac{nD}{D/\mu_i + 1/\eta_i} u \quad (6)$$

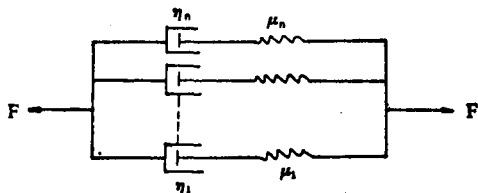


图 1

图 1 所示麦克斯韦元的组合在承受瞬时力时, 可以较好地解释生物组织的蠕变现象。然而, 在承受长时间的恒力作用时, 解释并不完美。现分析如下:

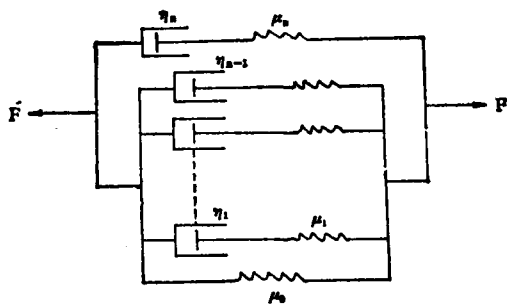


图 2

对(6)式进行积分运算, 有

$$\int_0^u du = \frac{1}{n} \left[\int_0^F \frac{1}{\mu_i} dF + \int_0^t \frac{F}{\eta_i} dt \right]$$

得

$$u = \frac{1}{n} \left[\frac{1}{\mu_i} + \frac{t}{\eta_i} \right] F,$$

当 $t \rightarrow \infty$ 则 $u \rightarrow \infty$, 实际生物组织是不可能无限形变的。

若图 1 再并联一个弹簧, 如图 2 所示, 成为一广义的凯尔文模型, 可得下列微分方程:

$$f_n(D)F = g_n(D)u \quad (7)$$

$$f_n(D) = f_{n-1}(D) \left(1 + \frac{\eta_n}{\mu_n} D \right)$$

$$g_n(D) = g_{n-1}(D) \left(1 + \frac{\eta_n}{\mu_n} D \right) + \eta_n f_{n-1}(D) D$$

$$f_1(D) = 1 + \frac{\eta_1}{\mu_1} D = 1 + \frac{\eta_1}{\mu_1} \frac{d}{dt}$$

$$\begin{aligned} g_1(D) &= \mu_0 \left(1 + \frac{\eta_1}{\mu_1} D \right) + \eta_1 D \\ &= \mu_0 \left(1 + \frac{\eta_1}{\mu_1} \frac{d}{dt} \right) + \eta_1 \frac{d}{dt} \end{aligned}$$

单个的凯尔文模型从受恒力 F 作用时, 开始计时, 即当 $t > 0$ 时 $\dot{F} = 0$, (4)式可简化为

$$F = E_R(u + \tau_\sigma \dot{u})$$

即

$$\frac{d(E_R u)}{F - E_R u} = \frac{dt}{\tau_\sigma}$$

解得

$$F - E_R u = C e^{-t/\tau_\sigma} \quad (8)$$

(8)式中 C 为积分常量, 可由初始条件决定。对于突然施加的力 F , 施力前 F 为零, u 亦为零,

(4) 式化为 $\tau_e \dot{F} = E_R \tau_\sigma \dot{u}$

$$\int_0^F \tau_e dF = \int_0^{u(0)} E_R \tau_\sigma du$$

得到

$$\tau_e F = E_R \tau_\sigma u(0) \quad (9)$$

(9)式即(8)式的初始条件,由此求得

$$C = F - E_R u(0) = \left(1 - \frac{\tau_e}{\tau_\sigma}\right) F,$$

C 值代入(8)式,经整理有

$$u = \frac{1}{E_R} \left[1 - \left(1 - \frac{\tau_e}{\tau_\sigma}\right) e^{-t/\tau_\sigma} \right] F \quad (10)$$

当 $t = 0$, (10) 式简化为

$$u = \frac{1}{E_R} \left[1 - \left(1 - \frac{\tau_e}{\tau_\sigma}\right) \right] F = \frac{\tau_e}{E_R \tau_\sigma} F,$$

把(3-a)所示 τ_e , τ_σ , E_R 代入上式,得到

$$u = \frac{F}{\mu_0 + \mu_1},$$

这相当于两个并联弹簧的静伸长, 当 $t \rightarrow \infty$,

(10)式简化为

$$u = \frac{F}{E_R} = \frac{F}{\mu_0} \quad (11)$$

这相当于一个弹簧的静伸长, 从而克服了麦克斯韦模型会无限形变的困难。 t 从 $0 \rightarrow \infty$, u 的变化反映了凯尔文模型的蠕变性质。

对于图 2 所示的广义凯尔文模型, 利用(7)式所示 n 阶微分方程, 求精确解是极其困难的。然而, 从单个的麦克斯韦模型的形变得到启发, 以图 2 代替图 1 所示模型, 同样可以克服图 1 并联麦克斯韦模型会无限形变的困难。

二、佛赫特模型应用浅析

n 个佛赫特模型如图(3)所示连接, 在某时刻承受一无穷大力 F 作用, 将会有所谓“阶跃位移”的性质, 对每个佛赫特元有

$$\begin{cases} F = \mu u_1 + \eta \dot{u}_1 \\ \vdots \\ F = \mu u_n + \eta \dot{u}_n \end{cases} \quad (12)$$

从 $u_1 = u_2 = \dots = u_n$ 得到 $u_1 + u_2 + \dots + u_n = n u_1 = u$

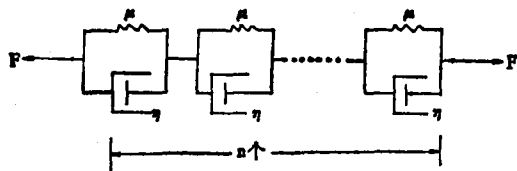


图 3

$$\dot{u}_1 = \dot{u}_2 = \dots = \dot{u}_n \quad \dot{u}_1 + \dot{u}_2 + \dots + \dot{u}_n = n \dot{u}_1 = \dot{u}$$

将(12)方程组各式对应相加得

$$nF = \mu u + \eta \dot{u} \quad (13)$$

即

$$\frac{du}{dt} + \frac{\mu}{\eta} u = \frac{n}{\eta} F \quad (14)$$

假设 F 随时间变化规律如图 4 所示,

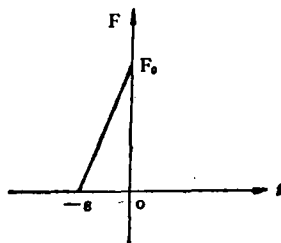


图 4

当 $-\epsilon \leq t \leq 0$, 有

$$F = \frac{F_0}{\epsilon} (\epsilon + t)$$

当 $-\infty < t \leq -\epsilon$ 及 $0 \leq t < \infty$, $F = 0$

在 $-\epsilon \leq t \leq 0$ 时与(14)相应的齐次方程的解为 $u = C e^{-\frac{\mu}{\eta} t}$, 设特解为 $u^* = a_0 + a_1 t$,

$$\frac{du^*}{dt} = a_1,$$

代入(14)式得:

$$a_1 + \frac{\mu}{\eta} a_0 + \frac{\mu}{\eta} a_1 t = \frac{n}{\eta} \cdot \frac{F_0}{\epsilon} (\epsilon + t)$$

解得

$$a_1 = \frac{n F_0}{\mu \epsilon},$$

$$a_0 = \frac{n F_0}{\mu} \left(1 - \frac{\eta}{\mu \epsilon} \right)$$

u 的通解为

$$u = C e^{-\frac{\mu}{\eta} t} + \frac{n F_0}{\mu} \left(1 - \frac{\eta}{\mu \epsilon} \right) + \frac{n F_0}{\mu \epsilon} t$$

由 $t = -\epsilon$ 时 $u = 0$ 解得

$$C = \frac{n\eta F_0}{\mu^2 \varepsilon} e^{-\frac{\mu}{\eta} \varepsilon}$$

所以

$$u = \frac{n\eta F_0}{\mu^2 \varepsilon} e^{-\frac{\mu}{\eta}(\varepsilon+t)} + \frac{nF_0}{\mu} \left(1 - \frac{\eta}{\mu \varepsilon}\right) + \frac{nF_0}{\mu \varepsilon} t$$

当 $t = 0$,

$$u(0) = \frac{n\eta F_0}{\mu^2 \varepsilon} e^{-\frac{\mu}{\eta} \varepsilon} + \frac{nF_0}{\mu} \left(1 - \frac{\eta}{\mu \varepsilon}\right) \quad (15)$$

由图(4)可见

$$\frac{1}{2} F_0 \varepsilon = \int_{-\varepsilon}^0 F dt = \int_{-\infty}^{\infty} F dt$$

当 $\varepsilon \rightarrow 0$, $F \rightarrow \infty$, 则 F 为 δ 函数, 只要力的冲量 $\int_{-\infty}^{\infty} F dt$ 是有限值, 设 $\int_{-\infty}^{\infty} F dt = 1$

则有

$$\lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ F_0 \rightarrow \infty}} \frac{1}{2} F_0 \varepsilon = 1,$$

即

$$\lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ F_0 \rightarrow \infty}} F_0 \cdot \varepsilon = 2$$

(15)式可化简

$$\begin{aligned} \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ F_0 \rightarrow \infty}} u(0) &= \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ F_0 \rightarrow \infty}} \left[\frac{n\eta F_0}{\mu^2 \varepsilon} e^{-\frac{\mu}{\eta} \varepsilon} + \frac{nF_0}{\mu} \left(1 - \frac{\eta}{\mu \varepsilon}\right) \right] \\ &= \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ F_0 \rightarrow \infty}} \left[\frac{n\eta F}{\mu^2 \varepsilon} \left(1 - \frac{\mu}{\eta} \varepsilon + \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu^2}{\eta^2} \varepsilon^2\right) + \frac{nF_0}{\mu} \left(1 - \frac{\eta}{\mu \varepsilon}\right) \right] \\ &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{nF_0 \varepsilon}{2\eta} = \frac{n}{\eta}, \end{aligned}$$

即

$$u(0) = \frac{n}{\eta}.$$

当 $t > 0$, $F = 0$, 解方程(14)得

$$u = C e^{-\frac{\mu}{\eta} t}$$

当 $t = 0$, $u(0) = \frac{n}{\eta}$ 得 $C = \frac{n}{\eta}$

$$u = \frac{n}{\eta} e^{-\frac{\mu}{\eta} t} \quad (16)$$

与图 5 a 所示瞬时无穷大力 F 相对应有图 5 b 所示的位移 u , 即 $t < 0$ 时 $u = 0$, 一旦

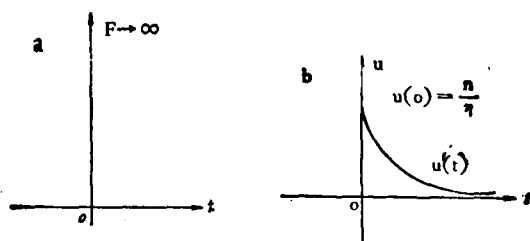


图 5

$t = 0$, u 从零阶跃为 $u(0) = \frac{n}{\eta}$, 此后以指数律迅速衰减。

在图 3 所示的佛赫特模型组的一端再连接一线性弹簧, 如图 6 所示, 对应应有

$$F = \mu u' = \mu u_1 + \eta \dot{u}_1$$

而

$$\begin{aligned} u &= u' + n u_1 = \frac{F}{\mu} + n \frac{F - \eta \dot{u}_1}{\mu} \\ &= \frac{1+n}{\mu} F - \frac{\eta}{\mu} \dot{u}_1 \end{aligned}$$

以

$$\dot{u}_1 = \frac{\dot{u} - \dot{u}'}{n}, \quad \dot{u}' = \frac{\dot{F}}{\mu}$$

代入上式经整理得

$$u + \frac{\eta}{\mu} \dot{u} = \frac{n+1}{\mu} F + \frac{\eta}{\mu^2} \dot{F} \quad (17)$$

将(17)式写作

$$\frac{du}{dt} + \frac{\mu}{\eta} u = \frac{n+1}{\eta} F + \frac{1}{\mu} \dot{F} \quad (18)$$

与(18)对应的齐次方程解为 $u = C e^{-\frac{\mu}{\eta} t}$, 在 $-\varepsilon \leq t \leq 0$,

$$F = \frac{F_0}{\varepsilon} (\varepsilon + t), \quad \dot{F} = \frac{F_0}{\varepsilon},$$

设特解

$$u^* = a_0 + a_1 t, \quad \frac{du^*}{dt} = a_1,$$

并代入(18)式解得

$$a_1 = \frac{(n+1)F_0}{\mu \varepsilon},$$

$$a_0 = \frac{(n+1)F_0}{\mu} - \frac{n\eta}{\mu^2 \varepsilon} F_0$$

$$u^* = \left(\frac{n+1}{\mu} - \frac{n\eta}{\mu^2 \varepsilon} \right) F_0 + \frac{n+1}{\mu \varepsilon} F_0 t$$

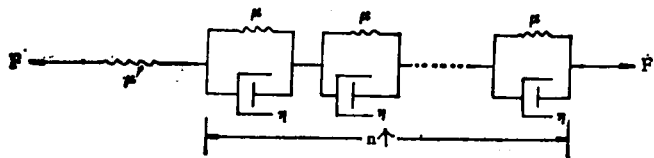


图 6

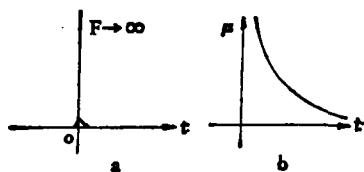


图 7

通解

$$u = C e^{-\frac{\mu}{\eta} t} + \left(\frac{n+1}{\mu} - \frac{n\eta}{\mu^2 \varepsilon} \right) F_0 + \frac{n+1}{\mu \varepsilon} F_0 t$$

当 $t = -\varepsilon$, $u = 0$, 即

$$C e^{\frac{\mu \varepsilon}{\eta}} - \frac{n\eta}{\mu^2 \varepsilon} F_0 = 0,$$

求得

$$C = \frac{n\eta}{\mu^2 \varepsilon} F_0 e^{-\frac{\mu \varepsilon}{\eta}}$$

$$u = \frac{n\eta}{\mu^2 \varepsilon} F_0 e^{-\frac{\mu}{\eta}(\varepsilon+t)} + \left(\frac{n+1}{\mu} - \frac{n\eta}{\mu^2 \varepsilon} \right) F_0 + \frac{n+1}{\mu \varepsilon} F_0 t$$

当 $t = 0$,

$$u(0) = \frac{n\eta}{\mu^2 \varepsilon} F_0 e^{-\frac{\mu \varepsilon}{\eta}} + \left(\frac{n+1}{\mu} - \frac{n\eta}{\mu^2 \varepsilon} \right) F_0$$

当 $\varepsilon \rightarrow 0$, $F_0 \rightarrow \infty$ 有

$$\begin{aligned} \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ F_0 \rightarrow \infty}} u(0) &= \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ F_0 \rightarrow \infty}} \left[\frac{n\eta}{\mu^2 \varepsilon} F_0 \left(1 - \frac{\mu}{\eta} \varepsilon + \frac{\mu^2}{2\eta^2} \varepsilon^2 \right) + \frac{n+1}{\mu} F_0 - \frac{n\eta}{\mu^2 \varepsilon} F_0 \right] \\ &= \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ F_0 \rightarrow \infty}} \frac{F_0}{\mu} + \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ F_0 \rightarrow \infty}} \frac{n F_0 \varepsilon}{2\eta} = \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ F_0 \rightarrow \infty}} \frac{F_0}{\mu} \\ &+ \frac{n}{\eta} \rightarrow \infty \end{aligned}$$

当 $0 < t < \infty$, $F = 0$, $\dot{F} = 0$

相应的齐次方程解为 $u = C e^{-\frac{\mu}{\eta} t}$

而 $C = u(0) \rightarrow \infty$

见图 7a, 在瞬时无穷大力 F 作用下, 位移

u 如图 7b 所示。

国外有关专著认为 n 个佛赫特模型再连接一线性弹簧可以使“阶跃位移”的困难得到校正, 本文计算结果表明, 不仅未能解决“阶跃位移”的困难, 反而增加了 $u(0) \rightarrow \infty$ 的新困难。

三、广义 n 个凯尔文体在经受圆频率为 ω 的周期力作用下复模的计算

n 个凯尔文体相串联, 有

$$\begin{cases} F + \tau_e \dot{F} = E_R(u_1 + \tau_e \dot{u}_1) \\ \vdots \\ F + \tau_e \dot{F} = E_R(u_n + \tau_e \dot{u}_n) \end{cases} \quad (19)$$

式中

$$\begin{aligned} \tau_e &= \frac{\eta_1}{\mu_1} = \frac{\eta_2}{\mu_2} = \dots = \frac{\eta_n}{\mu_n} \\ \tau_\sigma &= \frac{\eta_1}{\mu_0} \left(1 + \frac{\mu_0}{\mu_1} \right) = \dots = \frac{\eta_n}{\mu_0} + \left(1 + \frac{\mu_0}{\mu_n} \right), \\ E_R &= \mu_0 \end{aligned}$$

而

$$\begin{aligned} u_1 &= u_2 = \dots = u_n, \\ u_1 + u_2 + \dots + u_n &= n u_1 = u \\ \dot{u}_1 &= \dot{u}_2 = \dots = \dot{u}_n \\ \dot{u}_1 + \dot{u}_2 + \dots + \dot{u}_n &= n \dot{u}_1 = \dot{u} \end{aligned}$$

将(19)方程组各式对应相加得

$$nF + n\tau_e \dot{F} = E_R(u + \tau_e \dot{u}) \quad (20)$$

因 $\dot{F} = i\omega F$, $\dot{u} = i\omega u$, 有 $n(1 + i\omega\tau_e)F = E_R(1 + i\omega\tau_e)u$

$$F = \frac{(1 + i\omega\tau_\sigma)E_R}{n(1 + i\omega\tau_e)} u = \frac{1 + i\omega\tau_\sigma}{n(1 + i\omega\tau_e)} E_R u e^{i\omega t}$$

得到

$$G(i\omega) = \frac{1 + i\omega\tau_\sigma}{n(1 + i\omega\tau_e)} E_R$$

令

$$1 + i\omega\tau_\sigma = |1 + \omega^2\tau_\sigma^2| e^{i\delta_1}$$

则

$$n(1 + i\omega\tau_e) = n|1 + \omega^2\tau_e^2| e^{i\delta_2} \quad \lg \delta_2 = \omega\tau_e$$

由

$$\lg \delta_1 = \omega\tau_\sigma$$

$$|G| = \frac{|1 + \omega^2 \tau_o^2|}{n|1 + \omega^2 \tau_e^2|} E_R,$$

且 $\delta = \delta_1 - \delta_2$

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg}(\delta_1 - \delta_2) = \frac{\omega(\tau_o - \tau_e)}{1 + \omega^2 \tau_o \tau_e}.$$

得 $G = |G| e^{i\delta}$

若 n 个凯尔文体相并联则有

$$\frac{F}{n} + \frac{\tau_e \dot{F}}{n} = E_R(u + \tau_o \dot{u})$$

$$F + \tau_e \dot{F} = n E_R(u + \tau_o \dot{u}) \quad (21)$$

再以 $\dot{F} = i\omega F$ $\dot{u} = i\omega u$ 代入(21)式经整理得

$$F = \frac{n(1 + i\omega \tau_o)}{1 + i\omega \tau_e} E_R u e^{i\omega t}$$

$$G(i\omega) = \frac{n(1 + i\omega \tau_o)}{1 + i\omega \tau_e} E_R$$

令

$$1 + i\omega \tau_o = |1 + \omega^2 \tau_o^2| e^{i\delta_1}$$

则

$$\operatorname{tg} \delta_1 = \omega \tau_o$$

$$1 + i\omega \tau_e = |1 + \omega^2 \tau_e^2| e^{i\delta_2} \quad \operatorname{tg} \delta_2 = \omega \tau_e$$

$$|G| = \frac{n|1 + \omega^2 \tau_o^2|}{|1 + \omega^2 \tau_e^2|} E_R,$$

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg}(\delta_1 - \delta_2) = \frac{\omega(\tau_o - \tau_e)}{1 + \omega^2 \tau_o \tau_e}$$

而

$$G = |G| e^{i\delta}.$$

参 考 文 献

- [1] Fung, yuan-cheng, *Biomechanics*, 1981, Springer-Verlag, New York Inc.

[本文于 1983 年 4 月 16 日收到]

研究工作简报

纹状皮质细胞的数学模型

曹 扬

(蚌埠医学院, 安徽蚌埠)

有关视觉信息在神经系统, 特别是视皮质(纹状皮质)中处理机制的研究, 无论对脑功能研究或工程学应用均有较大意义。然而, 各研究者对视皮质以及外侧膝状核(LGN)中神经元之间功能联系的认识有很大争议^[1-13]。近年的神经生理学进展提供了较详细的视网膜、LGN 以及纹状皮质神经元连接结构和生理功能的资料, 建立相应的连接模型已有可能^[1-4]。

纹状皮质中具有方位特异性的神经元有简单(S)细胞和复杂(CX)细胞等, 两者的区别在于: 特定方位的线段使细胞发生放电反应的视觉感受野大小不同^[5]。来自 LGN 的纹状皮质传入对这两种细胞均有单突触兴奋性联系^[6-8], S 细胞通过抑制性单突触对 CX 细胞产生抑制^[4,7,9]。Nagano 和 Kurata 根据这一概念建立

了数学模型, 认为相同方位特异性的 S 细胞对 CX 细胞没有抑制性输入, S 细胞与 CX 细胞的感受野差异是由于两者的 LGN 输入数量不同^[4]。这一观点修正了以往分级处理信息的概念^[1-2]。然而, 他们的模型未解释 S 细胞方位特异性的产生, 本文试图以此模型为基础, 描述 S 细胞方位特异性的产生机制及其与 CX 细胞输入的关系。

一、基本设想和生理学证据

我们假定, 一个纹状皮质细胞的方位特异性必须由两个或更多的无方位特异性细胞输入决定, 符合数学上两点定一条直线的原理。LGN 神经元无方位特异性^[1-3,10]。解剖学发现。LGN 神经元轴突末梢在纹状皮质中有分叉, 重叠地