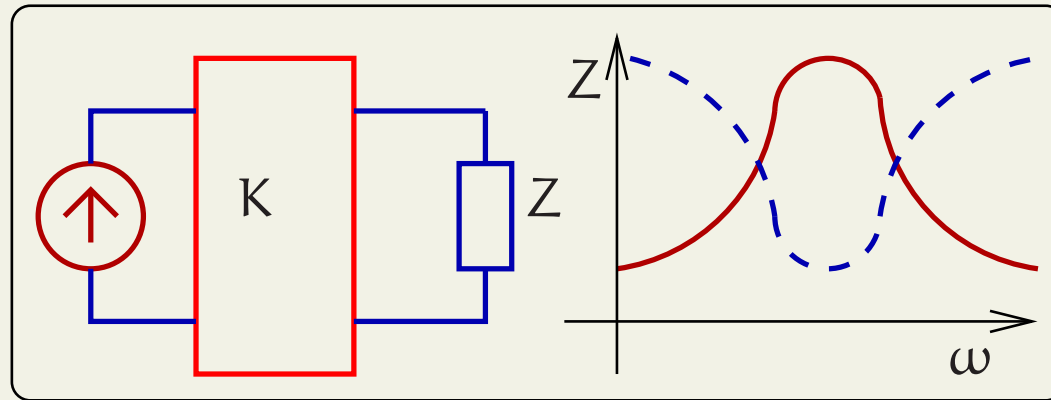
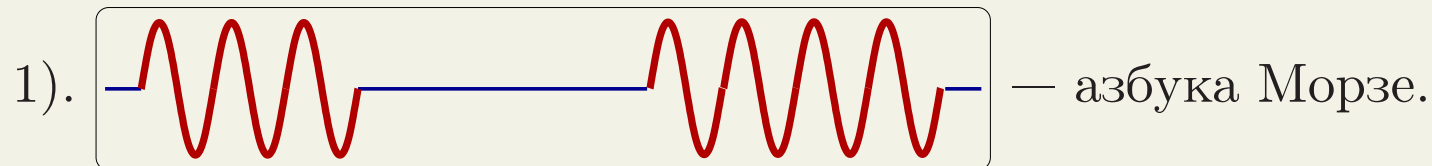


Теория гармонических спектров сигналов

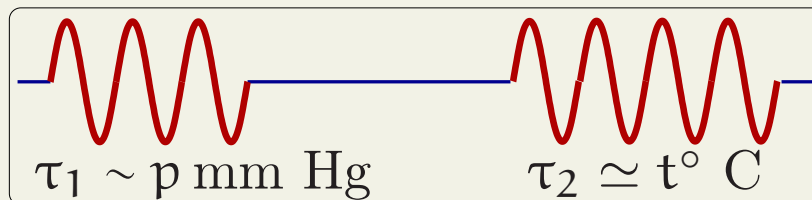


Сигнал — новое со-
общение, информа-
ция (не строго).
Нужен код (язык).

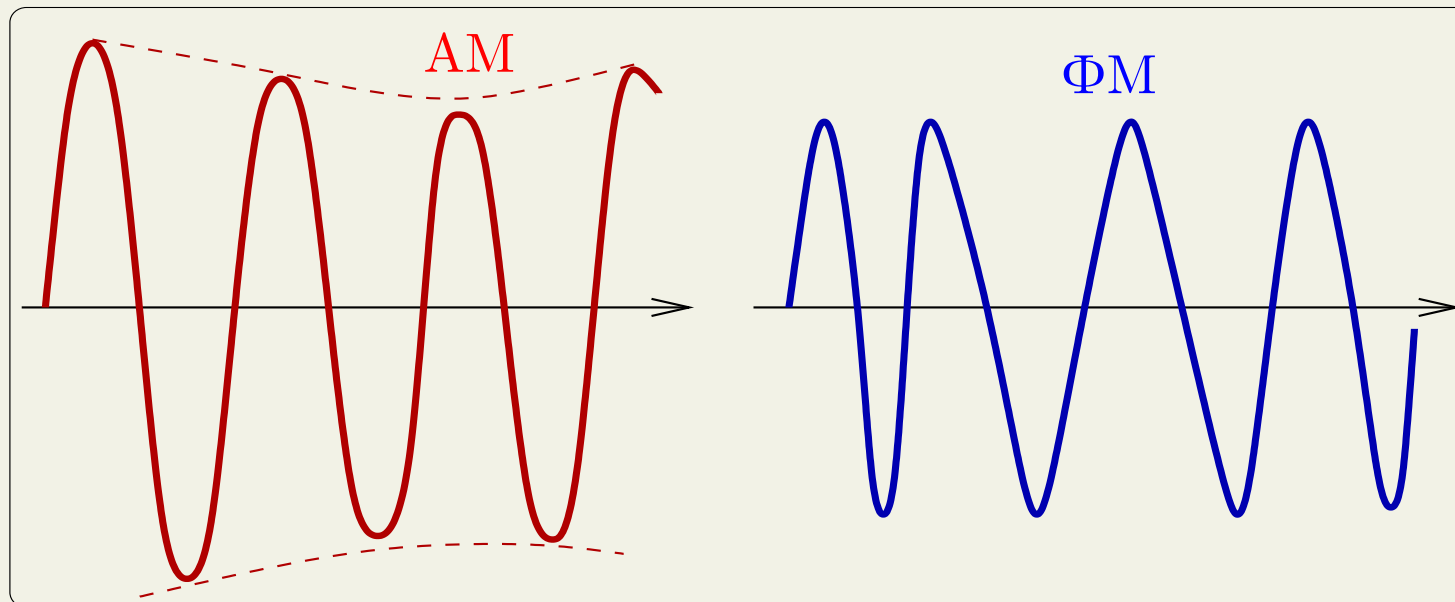


2). “0” — нет. “1” — да.

3). 1957 г. — Первый в мире спутник:



4). “Синусоидальная” несущая — можно записывать информацию в амплитуде, частоте или фазе (АМ, ЧМ, ФМ). Если *относительная* величина модуляции мала ($\ll 1$), то гармонические функции удобны для анализа.



Напоминание о Фурье-анализе

Пусть $f(t)$ – периодическая интегрируемая функция с периодом $\tau_0 = 2\pi/\omega_0$.

Традиционная форма:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{n=\infty} \left(a_n \cos(n\omega_0 t) + b_n \sin(n\omega_0 t) \right),$$

$$a_n = \frac{2}{\tau_0} \int_{-\tau_0/2}^{\tau_0/2} f(t) \cos(n\omega_0 t) dt, \quad a_0 = \frac{2}{\tau_0} \int_{-\tau_0/2}^{\tau_0/2} f(t) dt$$

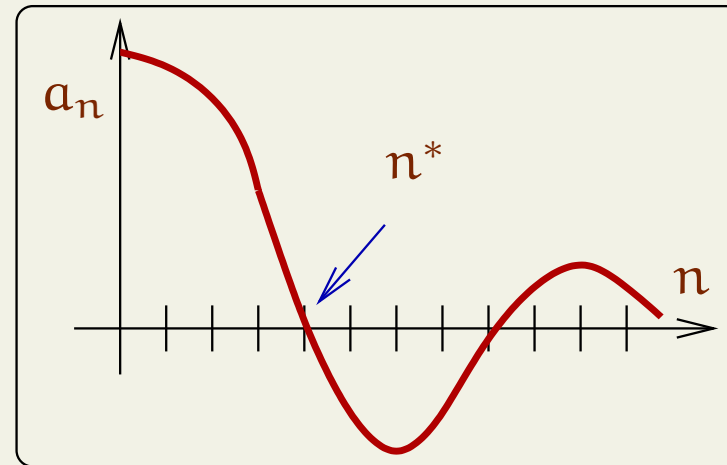
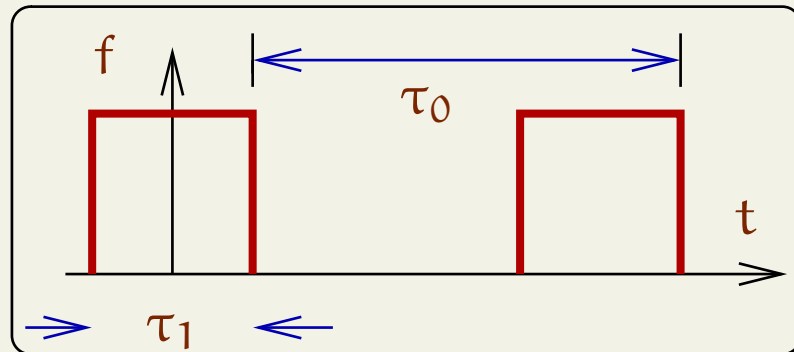
$$b_n = \frac{2}{\tau_0} \int_{-\tau_0/2}^{\tau_0/2} f(t) \sin(n\omega_0 t) dt.$$

Другая форма:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{n=\infty} c_n \sin(n\omega_0 t + \phi_n),$$
$$c_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}, \quad \operatorname{tg} \phi_n = \frac{a_n}{b_n}.$$

Комплексная форма:

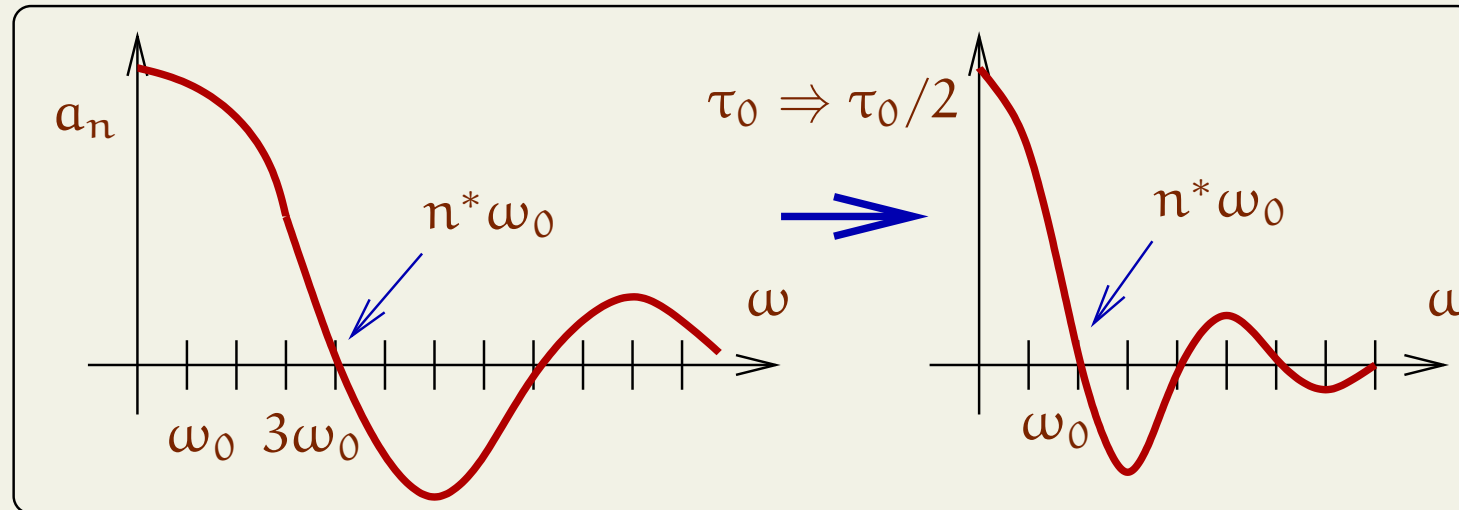
$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \tilde{C}_n e^{in\omega_0 t}, \quad \tilde{C}_n = \frac{1}{\tau_0} \int_{-\tau_0/2}^{\tau_0/2} f(t) e^{in\omega_0 t} dt.$$

Пример:

$$a_n = \frac{2}{\tau_0} \int_{-\tau_0/2}^{\tau_0/2} f_0 \cos\left(\frac{2\pi n t}{\tau_0}\right) dt = 2f_0 \left(\frac{\tau_1}{\tau_0}\right) \frac{\sin\left(\frac{\pi n \tau_1}{\tau_0}\right)}{\left(\frac{\pi n \tau_1}{\tau_0}\right)}, \quad b_n = 0$$

Линейчатый, дискретный эквидистантный спектр.

Характерная частота $\omega^* \simeq n^* 2\pi/\tau_0$ (и соответствующий номер $n^* \simeq \tau_0/\tau_1$), расстояние между гармониками $\Delta\omega$



$$\frac{\pi n^* \tau_1}{\tau_0} = \pi \rightarrow n^* \simeq \frac{\tau_0}{\tau_1},$$

$$\omega^* = n^* \omega_0 = \frac{2\pi}{\tau_1}, \quad \Delta\omega \simeq \frac{2\pi}{\tau_0}$$

При увеличении τ_0 (импульсы идут реже) — гармоники чаще ($\Delta\omega$ меньше). В пределе $n \rightarrow \infty$ — интеграл Фурье.

Подчеркнем, что характерная частота ω^* **не** меняется.

Если $n^* \gg 1$ то $\sim 90\%$ энергии в диапазоне Δf

$$\sum_{n=1}^{n=n^*} a_n^2 / \sum_{n=1}^{n=\infty} a_n^2 \simeq 0.9$$

Преобразование Фурье

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi},$$

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{-i\omega t} dt.$$

Свойства рядов и интегралов Фурье:

$$F_1(t) + F_2(t) + F_3(t) \iff F_1(\omega) + F_2(\omega) + F_3(\omega),$$

$$\alpha F(t) \iff \alpha F(\omega), \quad \alpha - \text{const}$$

$$\frac{F(t)}{dt} \iff i\omega \times F(\omega),$$

$$\int F(t) dt \iff \frac{F(\omega)}{i\omega}.$$

$$F(\beta t) \iff \frac{1}{\beta} F\left(\frac{\omega}{\beta}\right), \quad \beta - \text{const}$$

$$F(t - \tau) \iff F(\omega)e^{-i\omega\tau}, \quad \tau - \text{const}$$

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} F^2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi},$$

$$F(t) = f(t) \cos(\omega_0 t) \iff F(\omega) = \frac{f(\omega - \omega_0)}{2} + \frac{f(\omega + \omega_0)}{2},$$

Докажем: $\frac{F(t)}{dt} \iff i\omega \times F(\omega),$

$$\partial_t F(t) = \partial_t \int F(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \int [i\omega F(\omega)] e^{i\omega t} d\omega.$$

Докажем: $F(\beta t) \iff F_\beta(\omega) = \frac{1}{\beta} F\left(\frac{\omega}{\beta}\right), \quad \beta - \text{const}$

$$F_\beta(\omega) = \int F(\beta t) e^{-i\omega t} dt = \int F(\beta t) e^{-i(\omega/\beta)\beta t} \frac{d(\beta t)}{\beta} = \frac{1}{\beta} F\left(\frac{\omega}{\beta}\right),$$

Докажем: $F(t - \tau) \iff F(\omega) e^{-i\omega\tau}, \quad \tau - \text{const}$

$$F_\tau(\omega) = \int F(t - \tau) e^{-i\omega t} dt = \int F(y) e^{-i\omega y} e^{-i\omega\tau} dy = F(\omega) e^{-i\omega\tau}$$

Докажем:
$$W = \int_{-\infty}^{\infty} F^2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi}.$$

$$\begin{aligned} W &= \int \int \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} F^*(\omega') e^{-i\omega' t} \frac{d\omega d\omega'}{(2\pi)^2} dt = \\ &= \int \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) F^*(\omega') 2\pi \delta(\omega - \omega') \frac{d\omega d\omega'}{(2\pi)^2} = \\ &= \boxed{\int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi}.} \end{aligned}$$

Еще раз:
$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\alpha x} dx = 2\pi \delta(\alpha).$$

Докажем иначе:

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} F^2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi}.$$

$$W = \int \int_{-\infty}^{\infty} F(t) F(\omega) e^{i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} dt$$

$$\text{Учтем } \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{i\omega t} dt = F^*(\omega),$$

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) F^*(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi}.$$

Докажем:

$$F(t) = f(t) \cos(\omega_0 t) \iff$$

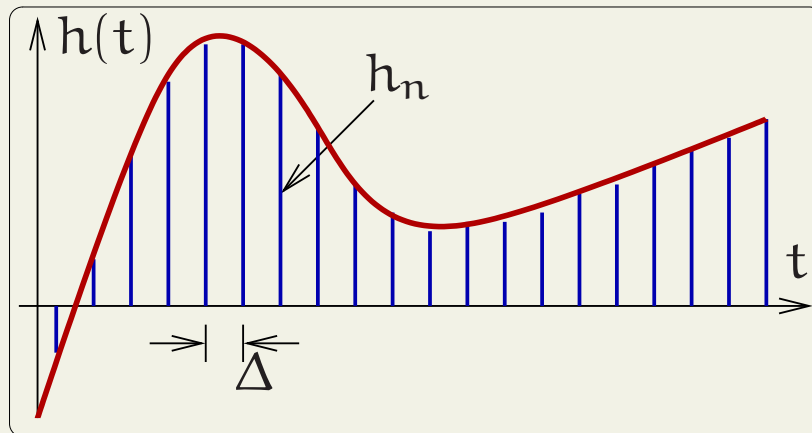
$$\iff F(\omega) = \frac{f(\omega - \omega_0)}{2} + \frac{f(\omega + \omega_0)}{2}$$

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \frac{1}{2} (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t}) e^{-i\omega t} dt = \\ &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) (e^{-i(\omega - \omega_0)t} + e^{-i(\omega + \omega_0)t}) dt = \\ &= \frac{f(\omega - \omega_0)}{2} + \frac{f(\omega + \omega_0)}{2} \end{aligned}$$

Условие неискаженной передачи

$$U_{\text{ВЫХ}}(t) = \hat{K}U_{\text{ВХ}}(t - t_0), \quad \rightarrow \quad U_{\text{ВЫХ}}(\omega) = K(\omega)e^{i\omega t_0}U_{\text{ВХ}}(\omega)$$

\hat{K} — линейный интегро-дифференциальный оператор. $K(\omega)$ — рациональная функция. Если K точно известно, то можно точно восстановить исходный сигнал.

Теорема Котельникова (теорема отсчетов)

Задан непрерывный сигнал набором отсчетов:

$h_n = h(n\Delta)$, $1/\Delta$ — частота дискретизации

Теорема Котельникова (теорема отсчетов)

Если спектр сигнала ограничен и
верхняя частота спектра меньше частоты

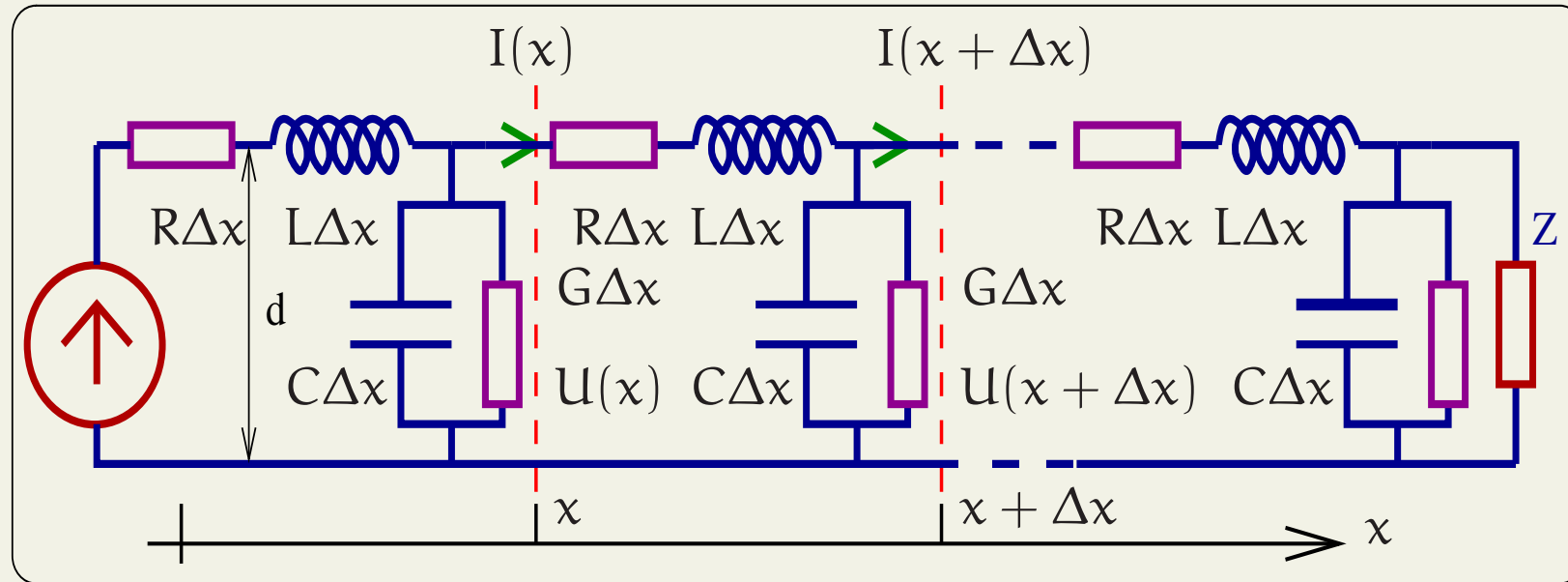
$$f_c = \frac{1}{2\Delta},$$

то по дискретному набору h_n можно точно восстановить
исходный сигнал:

$$h(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_n \frac{\sin [2\pi f_c (t - n\Delta)]}{2\pi f_c (t - n\Delta)}$$

f_c — частота Найквиста.

Длинные линии

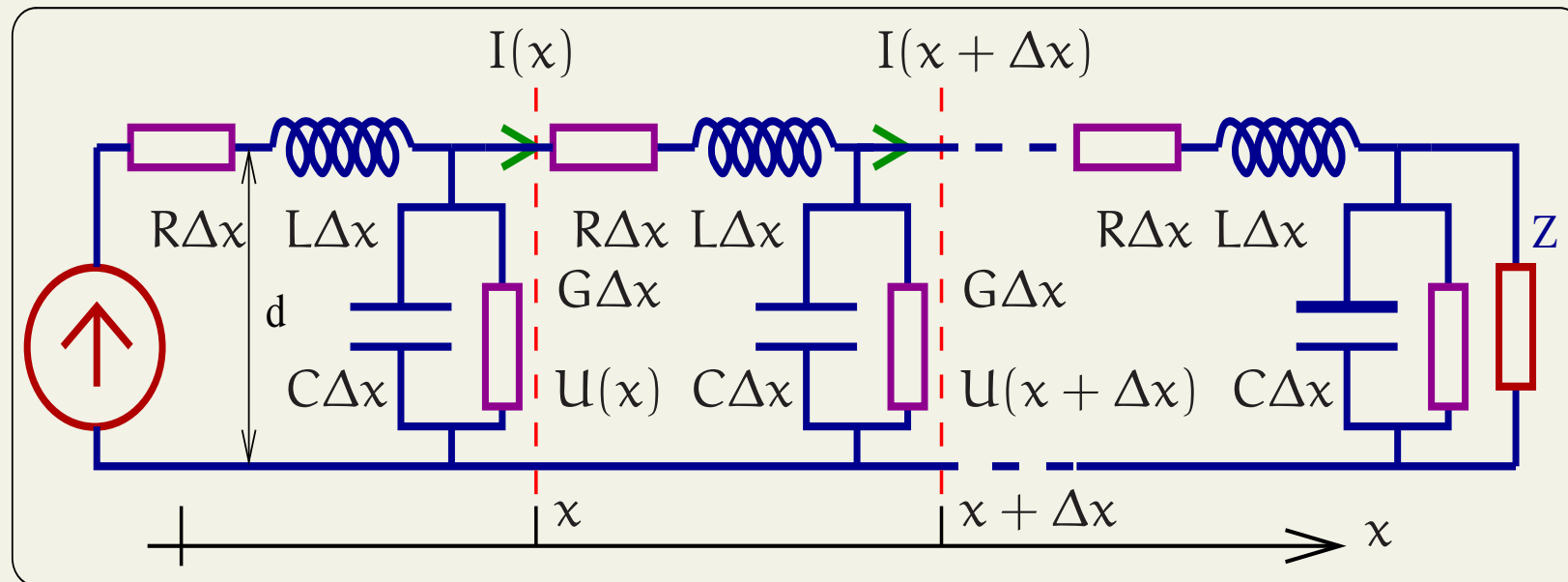


L [Гн/см], C [Ф/см], R [Ом/см], G [См/см].

“Поперечное” условие квазистационарности:

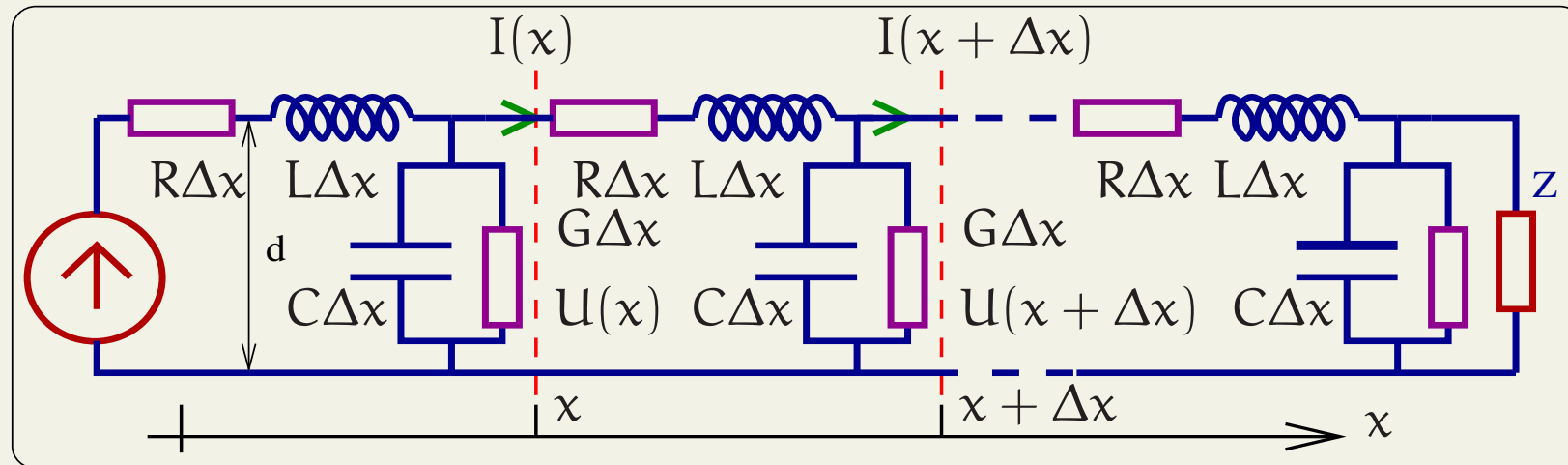
Расстояние между проводами R **много меньше**
 длины волны λ : $R \ll \lambda$

Длинные линии



Количество заряда, “оседающего” на Δx за единицу времени.

$$\begin{aligned}
 I(x, t) &= I(x + \Delta x, t) + C\Delta x \frac{\partial U(x, t)}{\partial t} + G\Delta x U(x, t), \\
 -\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} &= C \frac{\partial U(x, t)}{\partial t} + G U(x, t),
 \end{aligned} \tag{1}$$



Изменение напряжения на Δx равно падению напряжения на L и на R

$$\begin{aligned}
 U(x, t) &= U(x + \Delta x, t) + L\Delta x \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} + R\Delta x I(x, t), \\
 -\frac{\partial U(x, t)}{\partial x} &= L \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} + R I(x, t), \quad (2) \\
 L \frac{\partial}{\partial t} \times (1) - \frac{\partial}{\partial x} \times (2) &\implies \\
 \frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial x^2} &= LC \frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial t^2} + GL \partial_t U(x, t) - R\partial_x I(x, t)
 \end{aligned}$$

Пусть потери отсутствуют: $R = 0$, $G = 0$

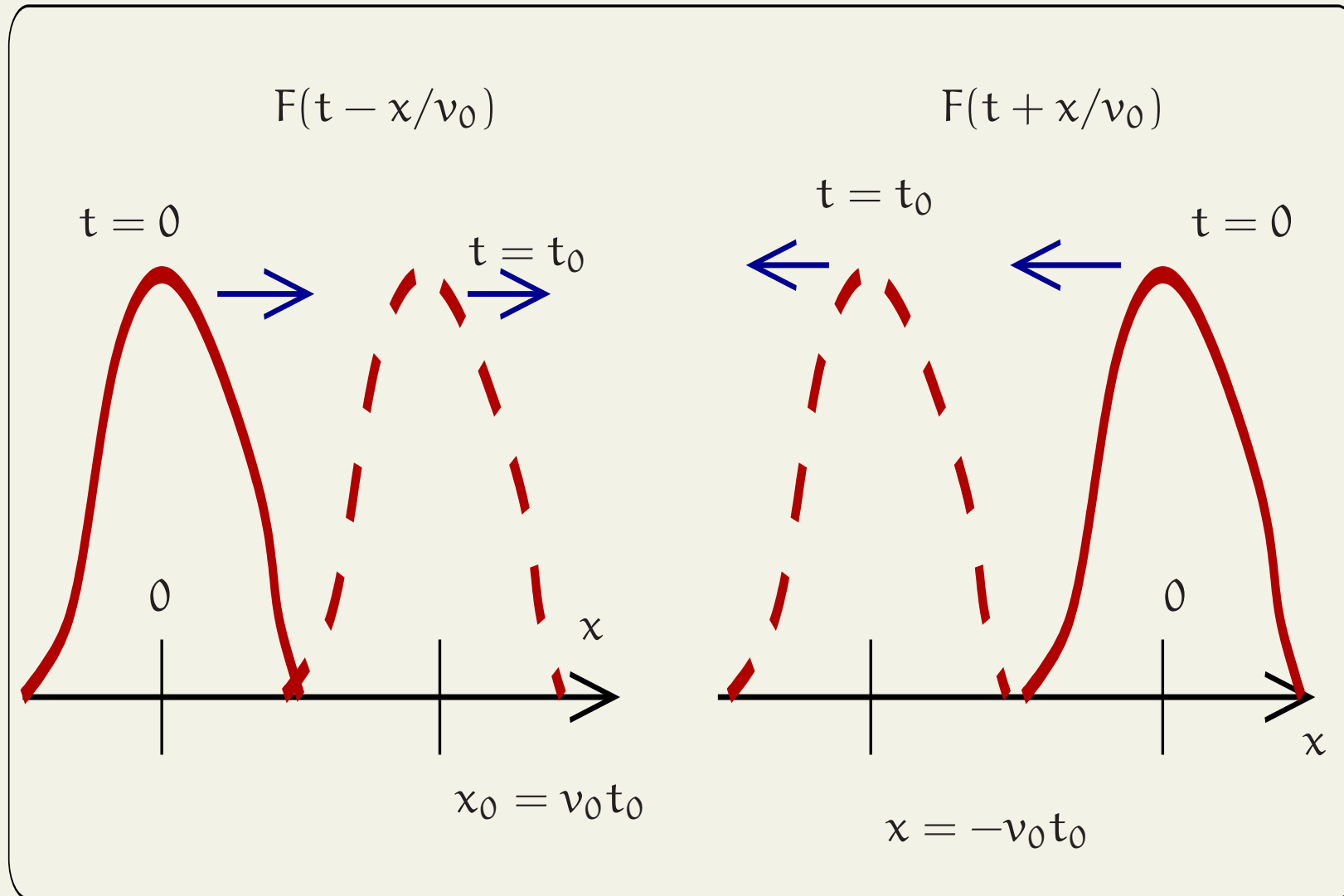
$$\begin{aligned}
 -\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} &= C \frac{\partial U(x, t)}{\partial t}, \quad \Rightarrow \quad -\frac{\partial^2 I(x, t)}{\partial x \partial t} = C \frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial t^2} \\
 -\frac{\partial U(x, t)}{\partial x} &= L \frac{\partial I(x, t)}{\partial t}, \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{L} \frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial x^2} = -\frac{\partial^2 I(x, t)}{\partial t \partial x}, \\
 \frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial x^2} &= LC \frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial t^2} \quad \text{— волновое уравнение}
 \end{aligned}$$

$$U_+(x, t) = F(t - x\sqrt{LC}) = F(t - x/v_0) \quad (\text{волна бежит направо}),$$

$$I_+(x, t) = \sqrt{\frac{C}{L}} \times F(t - x\sqrt{LC}) = \frac{U_+(x, t)}{\rho}$$

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{— скорость волны,} \quad \rho = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \text{— волновое сопротивление}$$

Волны, бегущие вперед и назад



$$U_-(x, t) = f(t + x\sqrt{LC}) \quad (\text{волна бежит налево}),$$

$$I_-(x, t) = -\sqrt{\frac{C}{L}} \times f(t + x\sqrt{LC}) = -\frac{U_-(x, t)}{\rho}.$$

Мощность:

$$\begin{aligned} W &= (U_+ + U_-)(I_+ + I_-) = \\ &= (U_+ + U_-) \frac{(U_+ - U_-)}{\rho} = \frac{U_+^2}{\rho} - \frac{U_-^2}{\rho} \end{aligned}$$

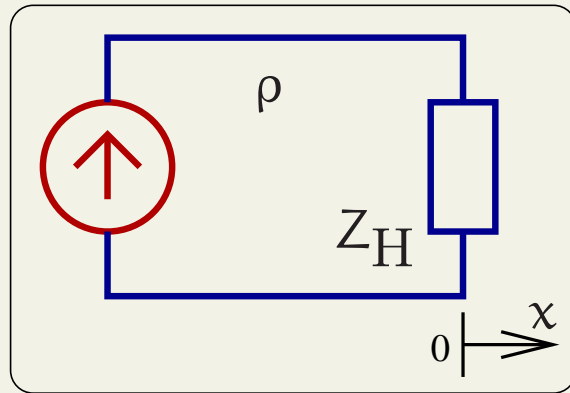
Скорость волны:

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Волновое сопротивление:

$$\rho = \frac{|U|}{|I|} = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad U_+ = \rho I_+, \quad U_- = -\rho I_-.$$

Отражение от нагруженного конца линии



Фурье-гармоники: $U, I \sim e^{i\omega t}$,
тогда

$$U(x) = U_+ e^{-ikx} + U_- e^{ikx},$$

$$(2) : i\omega L I(x) = ikU_+ e^{-ikx} - ikU_- e^{ikx}$$

Отсюда получаем:

$$\Rightarrow I(x) = \frac{1}{\rho} (U_+ e^{-ikx} - U_- e^{ikx}),$$

$$\frac{U(0)}{I(0)} = \rho \frac{U_+ + U_-}{U_+ - U_-} = Z_H, \quad \Rightarrow \frac{U_-}{U_+} = \frac{Z_H - \rho}{Z_H + \rho},$$

Частные случаи

Если $Z_H = \rho$, то $u_- = 0$,

Тогда **вся** мощность поглощается нагрузкой

$$W = \left\langle \frac{u_+^2}{\rho} \right\rangle = \frac{|u_+|^2}{2\rho}, \quad W_- = 0,$$

Если $Z_H = 0$, то $u_- = -u_+$,

Мощность не поглощается: $W_+ + W_- = 0$,

Если $Z_H = \infty$, то $u_- = u_+$,

Мощность не поглощается: $W_+ + W_- = 0$.

Задачи “Задержка” и “Согласование”.

№5 “Задержка”

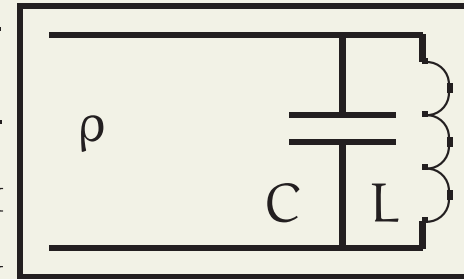
На LC контур с резонансной частотой $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, включенный в линию с волновым сопротивлением ρ , падает волна напряжения, меняющаяся

по закону $U_{ВХ}(t) = u_0 e^{-(t/\tau)^2} \cos \omega_0 t$. Показать, что

отраженную волну можно представить в виде

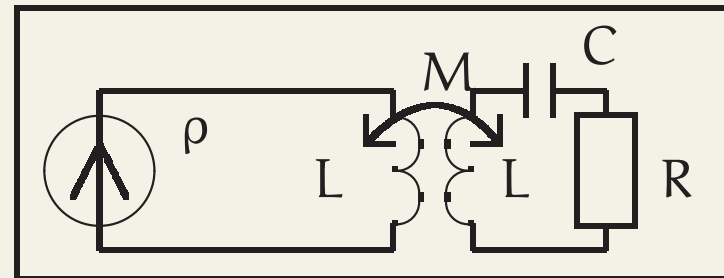
$U_{ВЫХ}(t) = u_0 e^{-(t-\tau_d)^2/\tau^2} \cos(\omega_0 t + \phi)$. Найти время задержки

τ_d . Принять, что $\tau \gg \tau^* \gg 1/\omega_0$, где $\tau^* = \rho C$ — время “нагруженной” релаксации (“собственных” потерь нет).

**№6 “Согласование”**

При каких условиях *вся* мощность поглощается в сопротивлении R (т.е. нет отраженной волны)?

Частота ω источника напряжения совпадает с резонансной частотой ω_0 контура. Добротность контура $Q \gg 1$. Волновое сопротивление линии ρ .



Длинная линия с потерями

Рассмотрим случай $G, R \neq 0$:

$$U = U(x) e^{i\omega t}, \quad I = I(x) e^{i\omega t},$$

$$(1) : \quad -\partial_x I(x) = (i\omega C + G)U(x),$$

$$(2) : \quad -\partial_x U(x) = (i\omega L + R)I(x),$$

$$\partial_x(2) \text{ and } (1) : \quad \frac{\partial^2 U(x)}{\partial x^2} - \gamma^2 U(x) = 0,$$

$$\gamma^2 = (R + i\omega L)(G + i\omega C), \quad \gamma = \alpha + i\beta,$$

$$U(x) = A e^{\gamma \pm x}$$

Малые потери. Если $R \ll \omega L$, $G \ll \omega C$, то

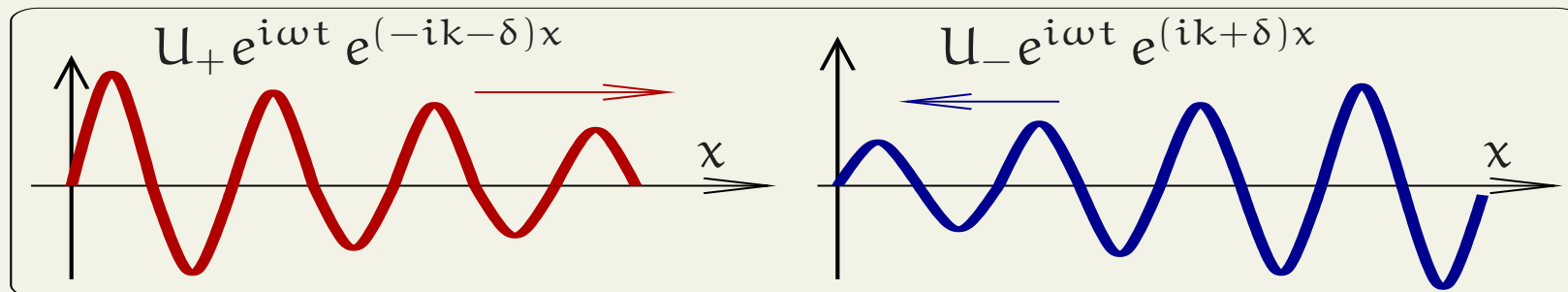
$$\gamma^2 \simeq -\omega^2 LC \left(1 - \frac{i\omega(LG + CR)}{\omega^2 LC} \right),$$

$$\gamma \simeq \pm i\omega\sqrt{LC} \left(1 - \frac{i(LG + CR)}{2\omega LC} \right) = \pm \frac{i\omega}{v_0} \pm \frac{1}{2} \left(G\rho + \frac{R}{\rho} \right),$$

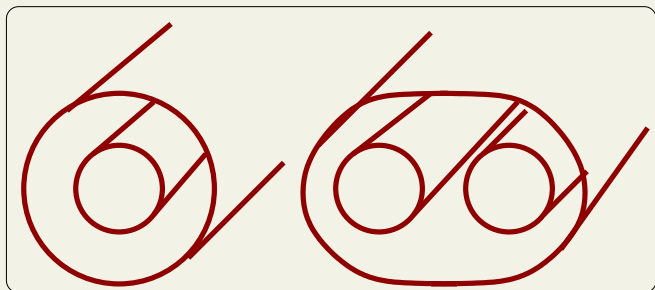
$$\gamma_+ \simeq -ik - \delta, \quad \gamma_- \simeq ik + \delta, \quad k = \frac{i\omega}{v_0}, \quad \delta = \frac{1}{2} \left(G\rho + \frac{R}{\rho} \right),$$

$$U(x) = U_+(x) + U_-(x),$$

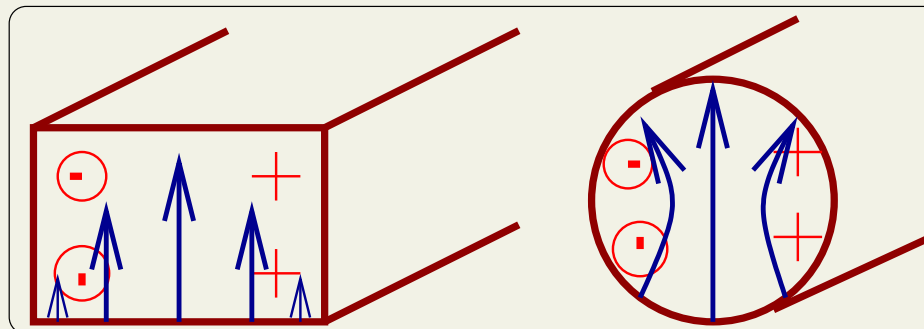
$$U_+(x) = U_+ e^{i\omega t} e^{(-ik-\delta)x}, \quad U_-(x) = U_- e^{i\omega t} e^{(ik+\delta)x}.$$



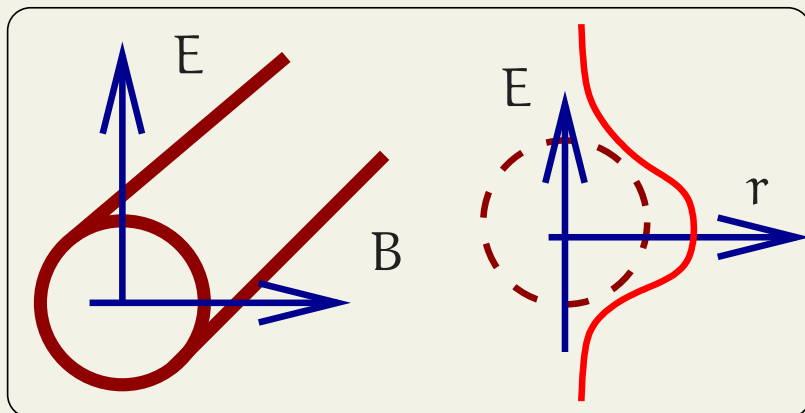
Кабельные линии



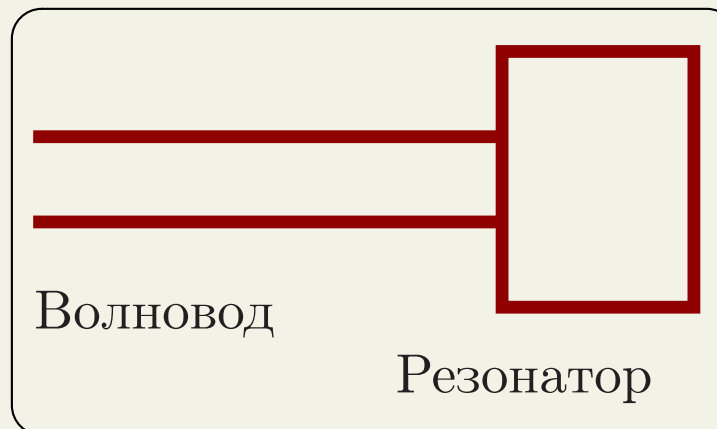
Волноводы



Диэлектрич. волноводы

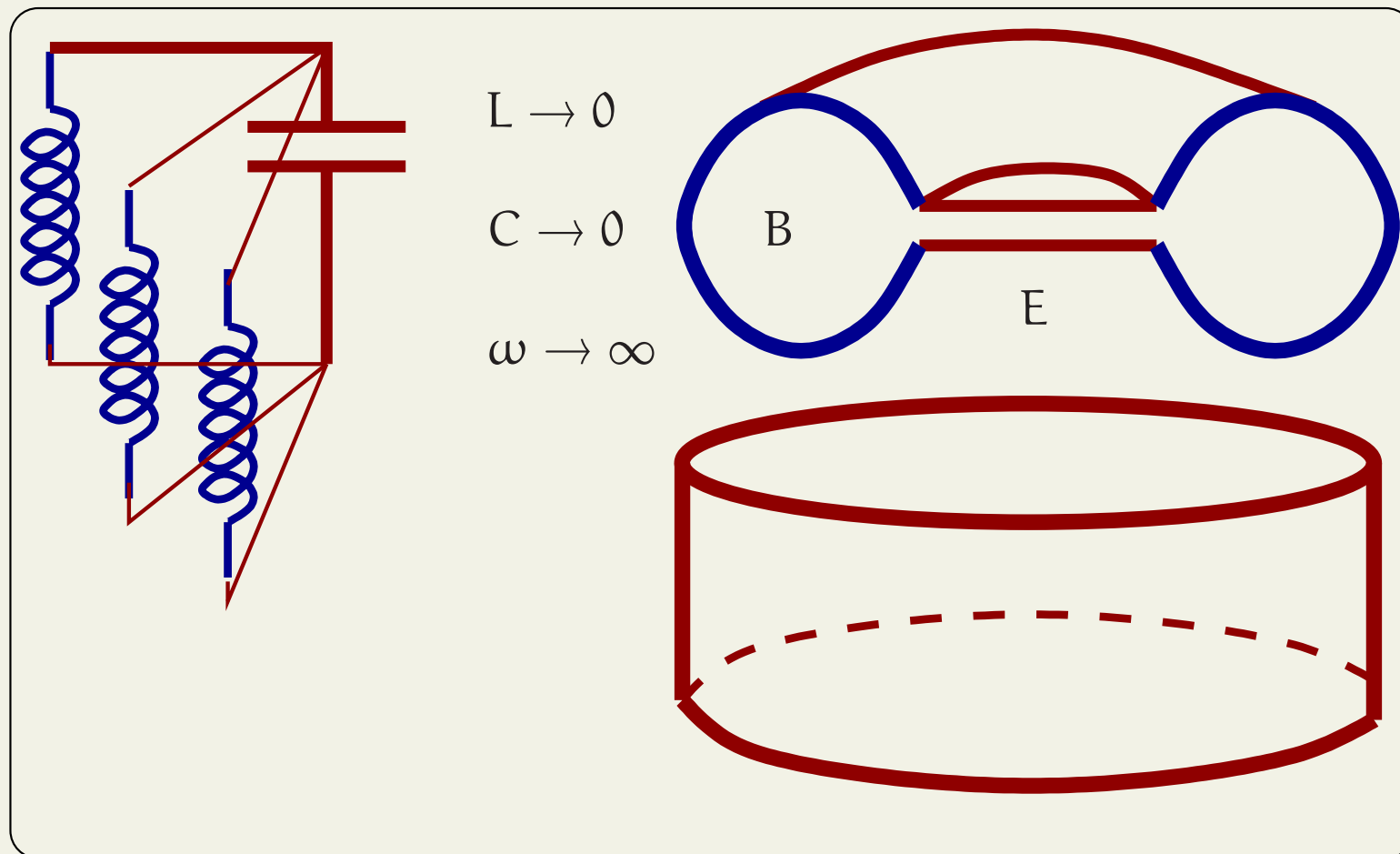


Соединение

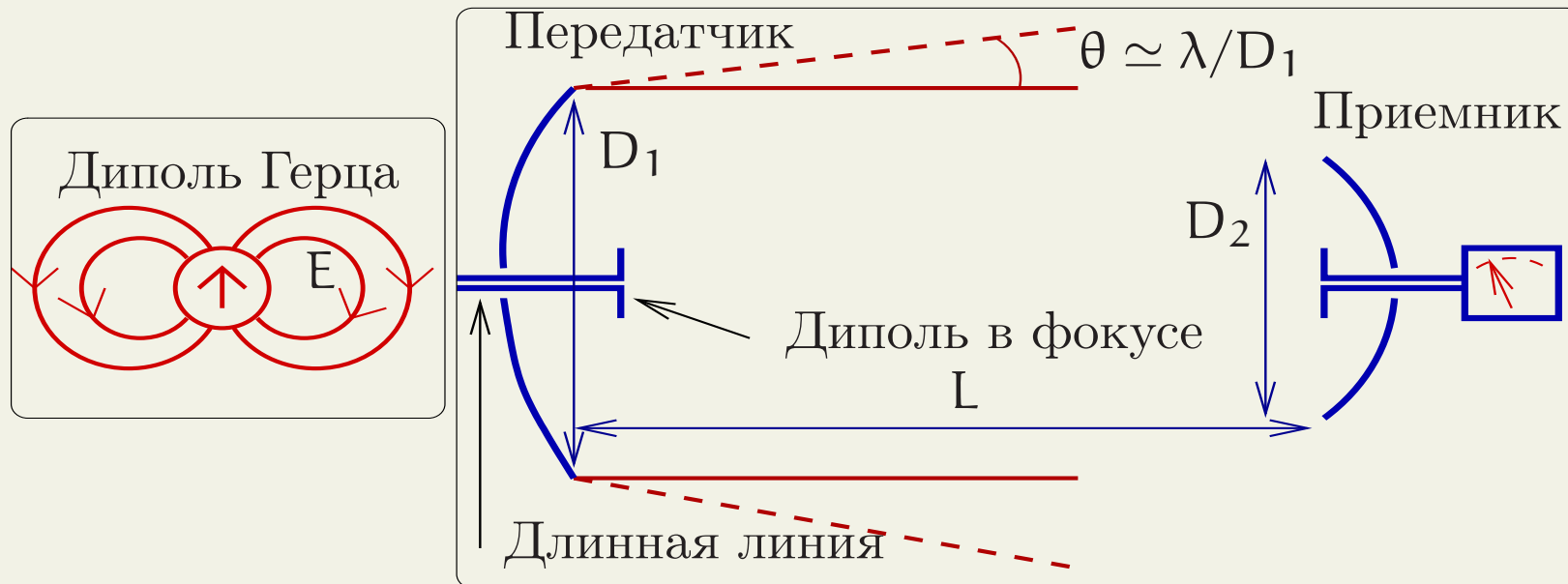


Можно *всю* мощность бегущей волны загнать в резонатор.

СВЧ резонаторы



Излучающие системы. Радиоинтерферометрия



$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{E} &= W_{\text{прием}} \tau = W_{\text{передат}} \times \frac{D_2^2}{\left(L \frac{\lambda}{D_1}\right)^2} \tau = \\ &= W_{\text{передат}} \tau \times \left(\frac{D_1 D_2}{L \lambda}\right)^2 \end{aligned} \quad (3)$$

Какая мощность требуется для радиолокации?

Мощность, отразившаяся от цели (G — коэффициент отражения):

$$W_{\text{отражение}} \simeq G W_{\text{передат}} \times \left(\frac{D_1 D_{\text{цель}}}{L\lambda} \right)^2$$

К локатору вернется мощность:

$$W_{\text{возвр}} \simeq W_{\text{отражение}} \times \left(\frac{D_1 D_{\text{цель}}}{L\lambda} \right)^2 \simeq G W_{\text{передат}} \times \left(\frac{D_1 D_{\text{цель}}}{L\lambda} \right)^4$$

Мощность радиолокатора $W_{\text{передат}} \simeq 1$ МВт.

Длительность импульса $\tau_{\text{имп}} \simeq 10^{-6}$ с.

Энергия в импульсе $\mathcal{E} = W_{\text{передат}} \tau_{\text{имп}} \simeq 1$ Дж.

Скважность $\tau_{\text{скваж}} \simeq 10^{-3}$ с. Дальность $R = c\tau_{\text{скваж}} \simeq 300$ км

Оценка энергии на бит, $L = 10^{12}$ м (размер солнечной системы)

$$\Delta \mathcal{E} = W_{\text{передат}} \tau \times \left(\frac{D_1 D_2}{L \lambda} \right)^2 \simeq \tau \times 10 \text{ Вт} \times \left(\frac{30 \cdot 1}{10^{12} \cdot 0.03} \right)^2 \simeq$$

$$\simeq \tau \times 10^{-17} \text{ Вт} \quad (4)$$

$$kT \simeq 1.4 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \times (T/1 \text{ К}) \Rightarrow \quad (5)$$

$$(4) \simeq 100 \times (5) \Rightarrow 1 \text{ бит за время} \Rightarrow \tau \simeq 1 \cdot 10^{-4} \text{ сек.} \quad (6)$$

Передача одного кадра:

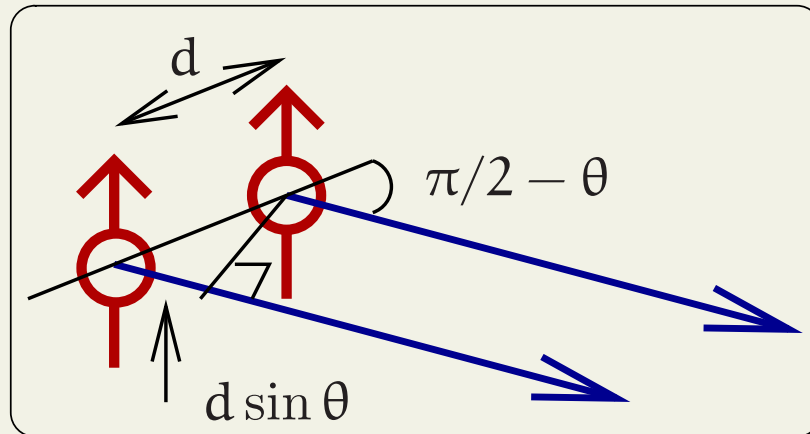
$$\text{Картинка} \Rightarrow 500 \times 1500 \times \underbrace{3}_{\text{цвет}} \times \underbrace{5}_{\text{градации}} \simeq 10^7 \text{ бит,}$$

$$\sum \tau \simeq 10^{-4} \times 10^7 \simeq 1000 \text{ сек.}$$

$$W_{\text{прием}} \simeq 10^{-21} \text{ Вт} = \frac{U_0^2}{2\rho}, \quad \rho = 100 \text{ Ом} \Rightarrow U_0 \simeq 4 \times 10^{-10} \text{ В.}$$

Направление излучения

Рассмотрим два диполя



Пусть a – амплитуда каждого диполя, φ – разность фаз между диполями.

Ищем A – амплитуду от двух диполей:

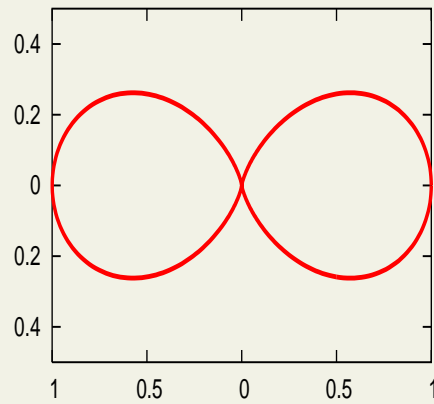
$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta + \varphi, \quad a \cos \omega t + a \cos (\omega t + \Delta\phi) = A \cos(\omega t + \dots),$$

$$A^2 = a^2 + a^2 + 2a^2 \cos \Delta\phi = 4a^2 \cos^2 \frac{\Delta\phi}{2} = 4a^2 \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \theta + \frac{\varphi}{2} \right)$$

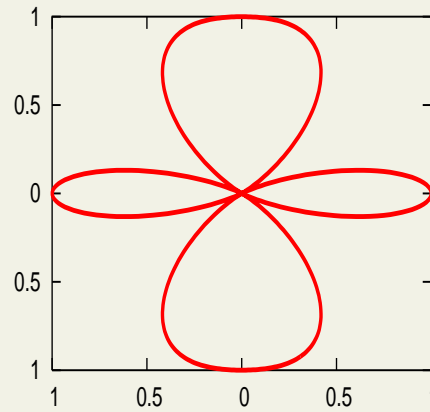
Пусть $\varphi = 0$ – диполи когерентны. Тогда максимумы при $\sin \theta = \pm m \frac{\lambda}{d}$, $m = 0, 1, 2, \dots$

Примеры (в плоскости \perp диполям):

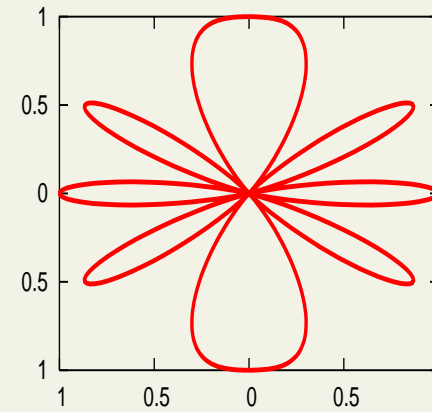
$$d = \lambda/2, \phi = 0$$



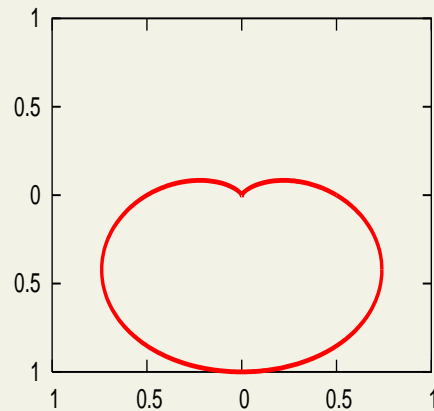
$$d = \lambda, \phi = 0$$



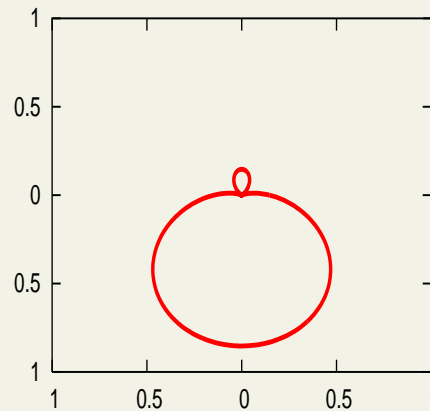
$$d = 2\lambda, \phi = 0$$



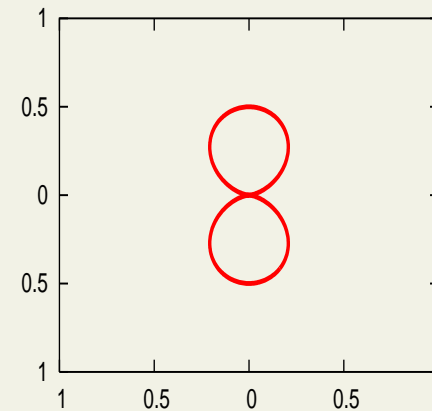
$$d = \lambda/4, \phi = \pi/2$$



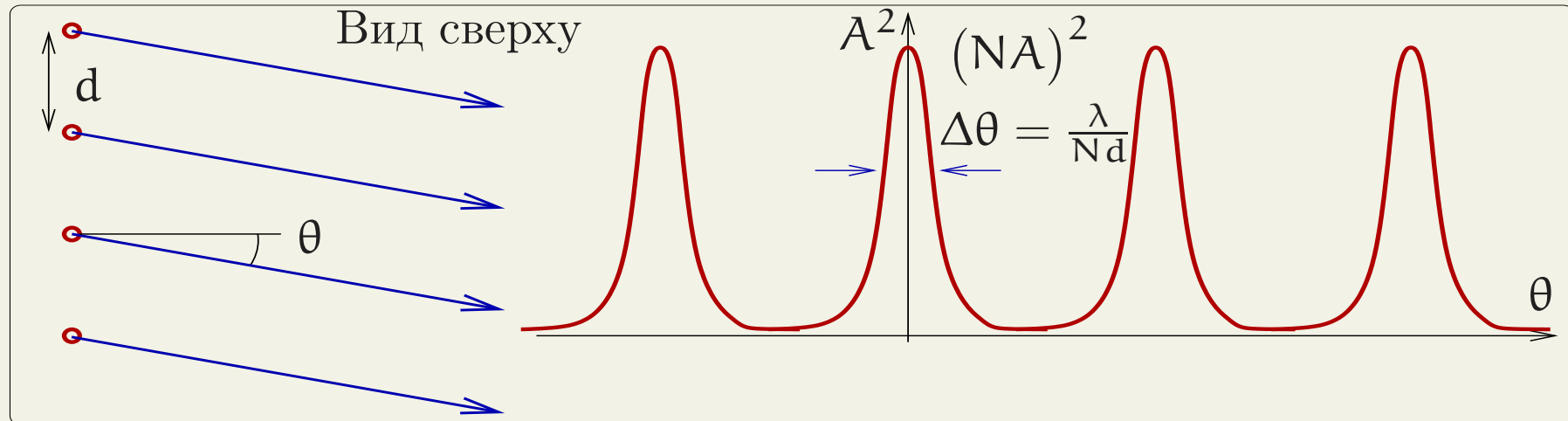
$$d = \lambda/4, \phi = 3\pi/4$$



$$d = \lambda/4, \phi = \pi$$



N когерентных (синфазных) диполей



$$A^2 = a^2 \frac{\sin^2 \left(N \left[\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta + \frac{\phi}{2} \right] \right)}{\sin^2 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta + \frac{\phi}{2} \right)}.$$

При $d < \lambda/2$ — только один пик. ϕ — разница фаз между соседями. Можно “размахивать” диаграммой направленности.

Нет вращающихся частей.

Вывод формулы для амплитуды излучения решетки диполей

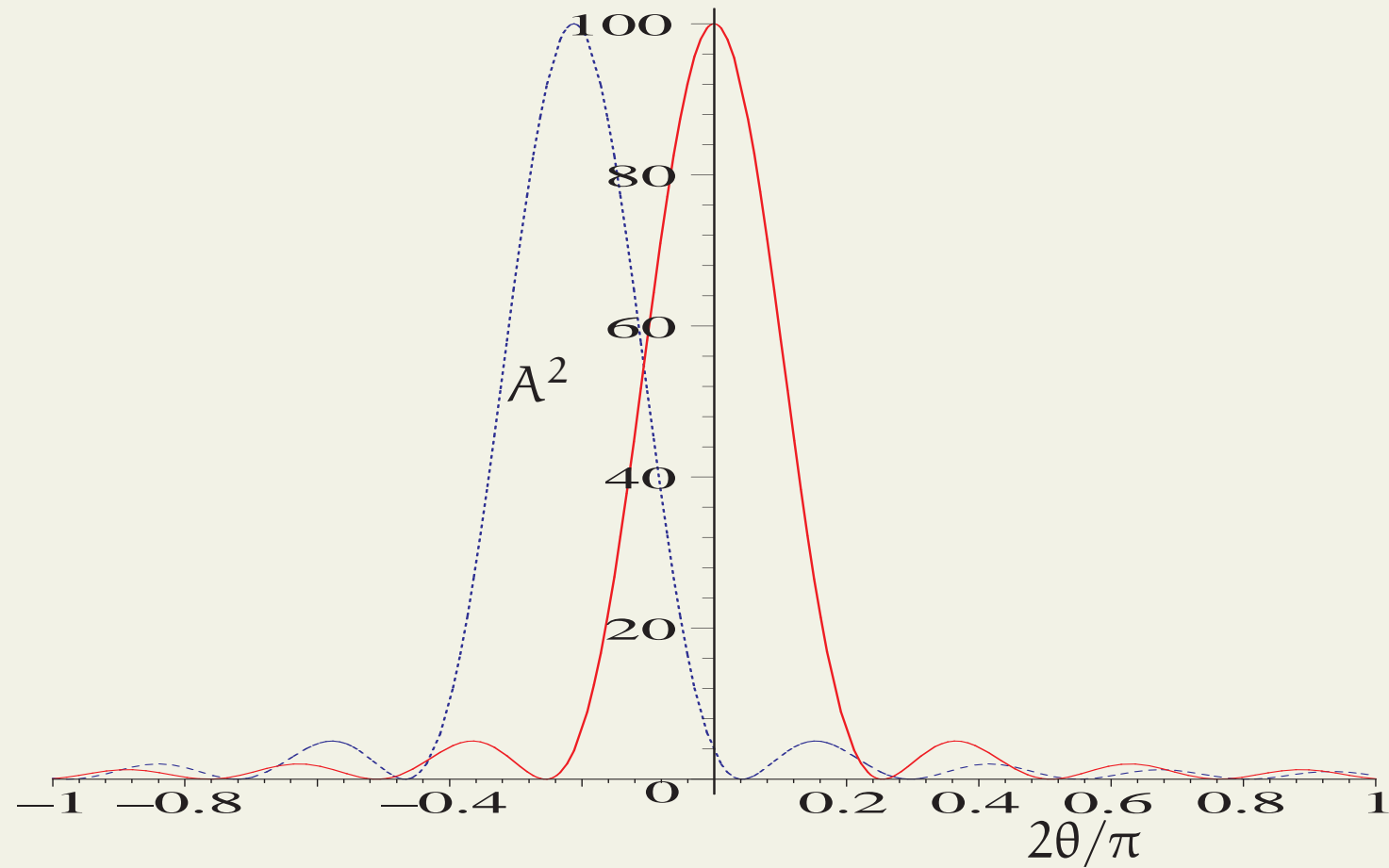
$$A^2 = a^2 \left| \sum_{n=0}^N e^{in(kd \sin \theta + \phi)} \right|^2 = a^2 \left| \frac{1 - e^{iN(kd \sin \theta + \phi)}}{1 - e^{i(kd \sin \theta + \phi)}} \right|^2$$

Вспомогательная формула:

$$\begin{aligned} |1 - e^{i\alpha}|^2 &= |1 - \cos \alpha - i \sin \alpha|^2 = (1 - 2\cos \alpha + \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) = \\ &= 2(1 - \cos \alpha) = 4 \sin^2 (\alpha/2) \end{aligned}$$

$$A^2 = a^2 \frac{\sin^2 [N(kd \sin \theta + \phi)/2]}{\sin^2 [(kd \sin \theta + \phi)/2]} = a^2 \frac{\sin^2 \left(N \left[\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta + \frac{\phi}{2} \right] \right)}{\sin^2 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta + \frac{\phi}{2} \right)}.$$

Диаграмма направленности. $N = 10$. Один пик: $d = \lambda/4$, $\phi = 0, \pi/6$



То же самое для приема: если есть фазовая решетка из $N \gg 1$ приемников, то вводя различные времена задержки в каждом приемнике, можно “слушать” ВСЕ небо. Нужен мощный компьютер. Нет вращающихся частей.

Два приемника, разнесенные на расстояние L , дают угловое разрешение источника $\theta \simeq \lambda/L$.

ИКИ АН СССР — “Радиоастрон”:

$\lambda = 3$ см, $L \simeq 10^{13}$ см (радиус орбиты Земли),

$$\theta \simeq 3 \cdot 10^{-13} (!)$$

В оптике такого нет.

Нужны хорошие часы: стабильность генератора $\Delta f/f < 10^{-14}$.

Расписание контрольных по радиоп физике. 1 поток. 2009 г.

201 гр. втр. 24 марта 15.15 ауд. 5-49

202 гр. чтв. 26 марта 9.00 ауд. 5-37

203 гр. втр. 24 марта 15.15 ауд. 5-68

204 гр. срд. 25 марта 17.00 ауд. 5-38

205 гр. чтв. 26 марта 17.00 ауд. 5-53

206 гр. чтв. 26 марта 9.00 ауд. 5-26

207 гр. пон. 23 марта 15.15 ауд. 5-49

208 гр. чтв. 26 марта 10.00 ауд. 1-31

209 гр. срд. 25 марта 15.15 ауд. 5-39

210 гр. чтв. 26 марта 17.00 ауд. 5-25

220 гр. срд. 25 марта 15.15 ауд. 5-40