ме Жуковского о подъёмной силе должна быть перпендикулярна набегающему потоку, отклоняется назад на тот же угол (рис. 3). Разлагая эту силу на компоненты вдоль $\boldsymbol{v}$ и перпендикулярно $\boldsymbol{v}$, получаем индуктивное лобовое сопротивление и подъёмную силу.

И. с. и угол скоса потока могут быть вычислены, если в каждом сечении крыла известно распределение

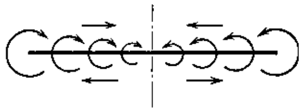

Рис. 2. Разрез потока за крылом плоскостью, перпендикулярной $\boldsymbol{v}$.

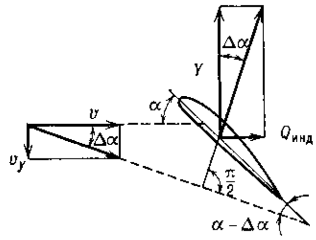


Рис. 3. Образование индуктивного сопротивления в результате скоса потока свободными вихрями крыла; $v_y$ — скорость, индуцированная свободными вихрями; Δα — угол скоса.

*циркуляции скорости* по контуру, охватывающему профиль. В случае крыла большого удлинения в потоке несжимаемой среды угол скоса и И. с. определяются ф-лами:

$$\Delta\alpha=\frac{1}{4\pi v}\int\limits_{-l/2}^{l/2}\frac{d\Gamma}{d\zeta}\cdot\frac{d\zeta}{z-\zeta}\,,\quad Q_{\text{инд}}=\rho v\int\limits_{-l/2}^{l/2}\Gamma\Delta\alpha\,dz,$$

где $l$ — размах крыла, $\rho$ — плотность среды, Γ — циркуляция скорости по контуру, охватывающему данное сечение крыла, $z$ — расстояние сечения от ср. плоскости крыла, ζ — расстояние оси свободного вихря от этой плоскости. Распределение циркуляции по размаху должно удовлетворять интегродифференциальному ур-нию:

$$\Gamma=a_0\frac{v}{2}\,b\left(\alpha_{\text{а}}-\frac{1}{4\pi v}\int\limits_{-l/2}^{l/2}\frac{d\Gamma}{d\zeta}\cdot\frac{d\zeta}{z-\zeta}\right),$$

где $a_0$ — производная от коэф. *подъёмной силы* по углу атаки для данного сечения крыла, $b$ — хорда данного сечения, $\alpha_{\text{а}}$ — аэродинамич. угол атаки (т. е. угол атаки, отсчитываемый от направления, при к-ром подъёмная сила равна нулю). Ур-ние для $\Gamma(z)$ обычно решается с помощью тригонометрич. рядов.

Безразмерный коэф. И. с. $C_{x\,\text{инд}}$ связан с коэф. подъёмной силы $C_y$ плоского крыла соотношением

$$C_{x\,\text{инд}}=\frac{C_y^2}{\pi\lambda}\,(1+\delta)$$

($\lambda=l^2/S$ — удлинение крыла, $S$ — площадь крыла в плане, δ — величина, зависящая от распределения циркуляции по размаху крыла). Если крыло имеет бесконечно большой размах ($\lambda=\infty$), И. с. отсутствует. Если циркуляция распределена вдоль размаха крыла по эллиптич. закону, то $\delta=0$ и И. с. минимально.

*Лит.:* Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., 2 изд., М., 1951; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987, гл. 9, § 78; Краснов Н. Ф., Аэродинамика, 3 изд., ч. 1—2, М., 1980. *Н. Я. Фабрикант.*

**ИНДУКТИВНОСТЬ** в электродинамике (коэффициент самоиндукции) (от лат. inductio — наведение, побуждение) — параметр электрич. цепи, определяющий величину эдс самоиндукции, наводимой в цепи при изменении протекающего по ней тока и (или) при её деформации. Термин «И.» употребляется также для обозначения элемента цепи (двухполюсника), определяющего её индуктивные свойства (синоним — катушка самоиндукции).

И. является количеств. характеристикой эффекта самоиндукции, открытого независимо Дж. Генри (J. Henry) в 1832 и М. Фарадеем (M. Faraday) в 1835. При изменении тока в цепи и (или) при её деформации происходит изменение магн. поля, к-рое, в соответствии с законом индукции, приводит к возникновению вихревого электрич. поля $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$ с отличной от нуля циркуляцией $\mathcal{E}_i=\oint\limits_{l_i}E_l dl=-d\Phi_i/dt$ по замкнутым контурам $l_i$, пронизываемым магн. потоком $\Phi_i$. Внутри проводника вихревое поле $\boldsymbol{E}$ взаимодействует с порождающим его током и оказывает противодействие изменению магн. потока (*Ленца правило*). Циркуляция $\mathcal{E}_i$ и магн. поток $\Phi_i$ существенно зависят от выбора контура $l_i$ внутри проводника конечной толщины. Однако при медленных движениях и квазистационарных процессах, когда полный ток $I=\int\limits_{S_{\text{пр}}}\boldsymbol{j}d\boldsymbol{S}$ ($\boldsymbol{j}$ — плотность тока) одинаков для всех нормальных сечений провода $S_{\text{пр}}$, допустим переход к усреднённым характеристикам: эдс самоиндукции $\mathcal{E}_{\text{си}}=\langle\mathcal{E}_i\rangle$ и сцепленному с проводящим контуром магн. потоку $\Phi=\langle\Phi_i\rangle$. В предположении о том, что линии тока замыкаются сами на себя при одном обходе по контуру,

$$\Phi=\frac{1}{I}\int\limits_{S_{\text{пр}}}\Phi_j\left[\boldsymbol{r}_\perp\right]j_n\left(\boldsymbol{r}_\perp\right)dS,$$

$$\mathcal{E}_{\text{си}}=-\frac{d\Phi}{dt}=\frac{1}{I}\int\limits_{S_{\text{пр}}}\mathcal{E}_j\left[\boldsymbol{r}_\perp\right]j_n\left(\boldsymbol{r}_\perp\right)dS,$$

где $\boldsymbol{r}_\perp$ — радиус-векторы точек нормального сечения провода, $\Phi_j(\boldsymbol{r}_\perp)$ — магн. поток через поверхность, ограниченную линией тока, проходящей через точку $\boldsymbol{r}_\perp$, $\mathcal{E}_j(\boldsymbol{r}_\perp)$ — циркуляция вектора $\boldsymbol{E}$ вдоль этой линии тока, $j_n$ — нормальная к $S_{\text{пр}}$ составляющая $\boldsymbol{j}$. В более сложных ситуациях, когда линии тока замыкаются после неск. обходов по контуру или вообще не являются замкнутыми кривыми, процедура усреднения требует уточнений, однако во всех случаях она должна удовлетворять энергетич. соотношению: $P=\int\limits_V\boldsymbol{E}\boldsymbol{j}dV=$ $=\mathcal{E}_{\text{си}}I$ ($P$ — суммарная мощность взаимодействия поля с током).

Усреднённый магн. поток в случае квазистационарных процессов пропорц. току:

$$\Phi=L\cdot I\ \text{(в СИ)},\quad \Phi=\frac{1}{c}\,\mathcal{L}I\ \text{(в системе СГС)}.\qquad(1)$$

Коэф. $L$ и $\mathcal{L}$ наз. И. Величина $L$ измеряется в генри, $\mathcal{L}$ — в см.

Для эдс самоиндукции справедливо соотношение

$$\mathcal{E}_{\text{си}}=-\frac{d}{dt}\,(LI)\ \text{(в СИ)},\quad \mathcal{E}_{\text{си}}=-\frac{1}{c^2}\,\frac{d}{dt}\,(\mathcal{L}I)\qquad(2)$$

(в системе СГС).

Производная по времени от И. определяет ту часть $\mathcal{E}_{\text{си}}$, к-рая связана с деформацией проводящего контура; в случае недеформируемых цепей и квазистационарных процессов И. может быть вынесена из-под знака дифференцирования.

В известном смысле И. характеризует инерционность цепи по отношению к изменению в ней тока и является электродинамич. аналогом массы тела в механике (при этом $I$ сопоставляется со скоростью тела). В частности, для цепей пост. тока энергия, запасённая в создаваемом им магн. поле, записывается в форме, аналогичной выражению для кинетич. энергии.

$$W^m=\frac{1}{2}\,LI^2\ \text{(в СИ)},\quad W^m=\frac{1}{2c^2}\,\mathcal{L}I^2\ \text{(в системе СГС)}.\ (3)$$

Соотношение (3) позволяет различать И. внутреннюю $L_i$, определяющую энергию магн. поля, сосредоточенного в проводниках, и внешнюю $L_e$, связанную с внеш. магн. полем ($L=L_i+L_e$, $\mathcal{L}=\mathcal{L}_i+\mathcal{L}_e$).

В важном частном случае токовой цепи, выполненной из проводов, толщина к-рых мала по сравнению с ра-