Лит.: Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979; Ваганов Р. Б., Каценеленбаум Б. З., Основы теории дифракции, М., 1982. *Ю. А. Данилов.*

КИ́РХГОФА ПРА́ВИЛА (законы Кирхгофа) — регламентируют распределение постоянного тока в разветвлённых электрических цепях. Установлены Г. Р. Кирхгофом в 1847.

Первое К. п.— алгебраич. сумма сил токов, сходящихся в точке разветвления (узле) цепи (рис. 1), равна нулю

$$\sum_{k=1}^{M} I_k = 0, \qquad (1)$$

где M — число ветвей. Знаки токов, текущих к узлу и от него, считаются противоположными. Это правило является следствием закона сохранения электрич. заряда.

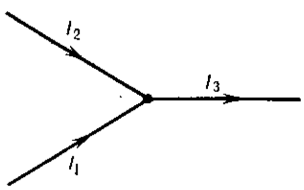

Рис. 1

В случае квазистационарных процессов соотношение (1) соблюдается с той точностью, с к-рой можно пренебречь вкладом тока смещения.

Второе К. п.— в любом замкнутом контуре L, выделенном в цепи квазилинейных (т. е. поперечные размеры к-рых значительно меньше их длины и радиуса продольной кривизны) проводников (рис. 2), алгебраич. сумма сторонних эдс $\mathscr{E}_n$ равна алгебраич. сумме падений напряжения $V_n = R_n I_n$ на последовательных участках этого контура:

$$\sum_{n=1}^{N} V_n = \sum_{n=1}^{N} I_n R_n = \sum_{n=1}^{N} \mathscr{E}_n, \qquad (2)$$

где I_n — ток, R_n — сопротивление n-го участка, N — число участков. Знак тока I_n положителен при совпадении его направления с условно выбранным направле-

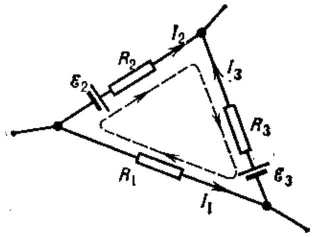

Рис. 2

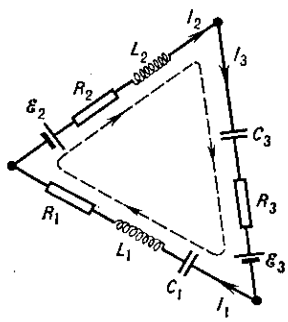

Рис. 3

нием обхода по контуру, а знак $\mathscr{E}_n$ положителен, если эдс повышает разность потенциалов (напряжение) в этом направлении. Второе К. п. является следствием *Ома закона* и потенциальности эл.-статич. поля.

В квазистационарном случае ситуация усложняется. Прежде всего, электрич. поле в соответствии с Фарадея законом эл.-магн. индукции перестаёт быть потенциальным. Затем токи проводимости могут замыкаться через токи смещения, как это имеет место при включении в цепь ёмкостных элементов. Наконец, распределение плотности тока по сечению проводника может быть неравномерным и зависит от частоты процесса (*скин-эффект*), что приводит к необходимости уточнения понятия квазилинейного проводника — его поперечные размеры должны быть значительно меньше толщины скин-слоя. В результате для одиночного контура (когда влиянием др. контуров можно пренебречь) с сосредоточенными параметрами (рис. 3) в предположении, что магн. поток сосредоточен внутри индуктивных элементов, а ток смещения — внутри ёмкостных, вместо (2) получается ур-ние

$$\sum_{n=1}^{N} \left\{ L_n \frac{dI_n}{dt} + I_n R_n + \frac{1}{C_n} \int I_n \, dt \right\} = \sum_{n=1}^{N} \mathscr{E}_n, \qquad (3)$$

где L_n — индуктивность, C_n — ёмкость n-ного участка.

Для гармонич. процессов, используя комплексную запись зависимости от времени ($I = I_\omega e^{i\omega t}$, ω — круговая частота), можно придать (3) форму (2), если R_n заменить на соответствующий комплексный импеданс Z_n: $R_n \to Z_n = i\omega L_n + R_n + (i\omega C_n)^{-1}$. С определ. оговорками К. п. могут быть обобщены на цепи, содержащие нелинейные элементы.

К. п. используются для расчёта электрич. цепей применительно к разнообразным потребностям электро- и радиотехники.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 3 изд., М., 1983; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3] — Электричество, М., 1983. *И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер.*

КИ́РХГОФА ФО́РМУЛА — ф-ла, выражающая регулярное решение $u(x, t)$ неоднородного *волнового уравнения* в трёхмерном пространстве

$$\Delta u - c^{-2} u_{tt} = f(x, t) \qquad (1)$$

через нач. данные задачи Коши $u(x, 0) = \varphi(x)$, $u_t(x, 0) = \rho(x)$ и объёмный *запаздывающий потенциал* $v(x, t)$ с плотностью $f(y, t)$:

$$u(x, t) = v(x, t) + (4\pi c^2 t)^{-1} \int_S \rho(y) \, dS_y +$$
$$+ (4\pi c^2)^{-1} (\partial/\partial t) \, t^{-1} \int_S \varphi(y) \, dS_y, \qquad (2)$$

где $\rho(x)$, $\varphi(x)$ — соответственно дважды и трижды непрерывно дифференцируемые ф-ции, S — сфера радиуса $ct = |x - y| = [(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2 + (x_3 - y_3)^2]^{1/2}$ с центром в точке x, $x = (x_1, x_2, x_3)$, $y = (y_1, y_2, y_3)$, $v(x, t) = -\int_{r \leqslant ct} (4\pi r)^{-1} f(y, t - r/c) dy$, $r = |x - y|$, а $f(x, t)$ — дважды дифференцируемая ф-ция. При $f(x, t) = 0$ ф-ция $u(x, t)$ определяется значениями $\varphi(x)$, $\partial\varphi/\partial n$, $\rho(x)$, взятыми на сфере S, где n — внеш. нормаль к S. Это свойство решений волнового ур-ния (1) наз. *Гюйгенса — Френеля принципом.*

Из К. ф. можно получить *Пуассона формулу* и *Д'Аламбера формулу*, дающие решение задачи Коши в двумерном и одномерном пространстве. К. ф. (2) обобщена на случай произвольных целых размерностей пространства.

К. ф. называют также интеграл Кирхгофа:

$$u(x, t) = -\int_\Omega (4\pi r)^{-1} f(y, t - r/c) \, d\Omega_y +$$
$$+ \int_\sigma [r^{-1} \partial u/\partial n - u \, \partial r^{-1}/\partial n + (rc)^{-1} (\partial u/\partial \tau) \, \partial r/\partial n] \, d\sigma/4\pi,$$
$$\tau = t - r/c,$$

выражающий решение волнового ур-ния (1) через запаздывающий объёмный потенциал и через значения ф-ции $u(y, t)$ и её производных на границе σ области Ω в момент времени $\tau = t - r/c$, где Ω — огранич. область трёхмерного пространства, n — внеш. нормаль к σ; $r = |x - y|$ — расстояние между точками x и y (см. *Кирхгофа метод*). К. ф. получена впервые Г. Р. Кирхгофом в 1882.

Лит.: Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; Бицадзе А. В., Уравнения математической физики, 2 изд., М., 1982. *С. В. Молодцов.*