

является фиксиров. (заранее известная) структура поля во «внутр.» среде 2 (металлич. слой, слой с большим вещественным показателем преломления на металлич. подложке и т. п.).

Лит.: Леонтович М. А., О приближенных граничных условиях для электромагнитного поля на поверхности хорошо проводящих тел, в кн.: Исследования по распространению радиоволн, сб. 2, М.—Л., 1948; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Никольский В. В., Электродинамика и распространение радиоволн, 2 изд., М., 1978; Левин М. Л., Рытов С. М., Шафранов В. Д., О работах М. А. Леонтовича в области электродинамики, «УФН», 1983, т. 139, с. 667. М. Л. Левин, М. А. Миллер.

ЛЕОНТОВИЧА ПАРАБОЛИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ — линейное однородное дифференц. ур-ние (аналогичное ур-нию Шрёдингера) для комплексной амплитуды волнового поля. Л. п. у. получается из волнового уравнения, если решение представить в виде $u = A(r, t)G(r, t)$, где G — к.-л. точное решение [напр., для однородной изотропной среды $G = G_1 = \exp(i\omega t - ikz)$ или $G = G_2 = (kr)^{-1} \exp(i\omega t - ikr)$], а $A(r, t)$ — медленная (в масштабе k^{-1} и ω^{-1}) амплитуда (ф-ция ослабления). Если A — скаляр, а $G = G_1$, то Л. п. у. имеет вид

$$\Delta_{\perp} A - 2ik \partial A / \partial z - 2i\omega c^{-2} \partial A / \partial t = 0,$$

где $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$. В общем случае существует связь характерных масштабов изменения A во времени (τ), вдоль (l_{\parallel}) и поперёк (l_{\perp}) направления распространения плоской волны G_1 : $\sigma\tau \sim l_{\parallel} \sim kl_{\perp}^2$.

В отличие от геометрической оптики метода, описывающего волновые процессы внутри каждой лучевой трубки независимо, Л. п. у. позволяет учесть эффекты поперечной диффузии A в смежные трубки. При этом, как и в ур-нии Шрёдингера, соответствующий коэф. диффузии является величиной чисто мнимой, поэтому при диффузии изменяются и амплитуда, и фаза поля. Л. п. у. составляет основу матем. аппарата квазиоптики.

Важным классом полей, описываемых Л. п. у., являются гауссовы пучки, структура к-рых имеет автомодельный характер, т. е. с точностью до масштаба сохраняется в любом сечении.

Л. п. у. применяют в разл. задачах асимптотич. теории дифракции: при медленном изменении параметров среды, при расчётах квазиоптик. линий передачи и резонаторов. Возможно также обобщение Л. п. у. на диспергирующие и нелинейные среды, в частности, с его помощью исследованы пространственные структуры в нелинейной оптике, рассчитаны эффекты самофокусировки, параметрич. взаимодействия волн, обращения волнового фронта и т. д.

Лит. см. при ст. Квазиоптика. С. Н. Власов, М. Л. Левин.
ЛЕПТОКВАРКИ — общее название группы гипотетич. элементарных частиц со спином 1, испускание и поглощение к-рых переводит лептоны в кварки или наоборот. Л. с необходимостью возникают в калибровочных квантовых теориях поля типа модели великого объединения и являются разновидностью калибровочных бозонов — фотонов и промежуточных векторных бозонов в теории электрослабого взаимодействия, глюонов — в квантовой хромодинамике. В моделях великого объединения между лептонами и кварками не делается различия, они описываются в рамках единого мультиплетта частиц со спином $1/2$. Часть калибровочных бозонов, осуществляющих взаимодействие между частицами этого мультиплетта, и отвечает Л. [в $SU(5)$ -модели великого объединения это три X - и три Y -частицы и их античастицы]. Поскольку кварки несут дробный электрич. заряд, электрич. заряд Q Л. также дробный, кратный $1/3$ (так у X -частицы $Q = 4/3$, у Y -частицы $Q = 1/3$). Масса Л. близка к характерной энергии, при к-рой реализуется великое объединение, и чрезвычайно велика ($\geq 10^{15}$ ГэВ). Это объясняет, почему при исследованных энергиях переходы лептонов в кварки не наблюдались. Точное число Л. так же, как

и др. их характеристики, зависит от структуры теории, к-рой предстоит единым образом описать все типы взаимодействий и к-рая пока не создана. А. А. Комар.

ЛЕПТОННОЕ ЧИСЛО (лептоновый заряд) — аддитивное внутреннее квантовое число, сопоставляемое с каждым семейством (поколением) лептонов: (e^-, ν_e), (μ^-, ν_{μ}), (τ^-, ν_{τ}). Принятые обозначения для Л. ч. разл. семейств: L_e, L_{μ} и L_{τ} . Обычно лептонам приписывается Л. ч., равное +1, а антилептонам — равное -1, т. е. $L_e(e^-, \nu_e) = +1, L_e(e^+, \bar{\nu}_e) = -1$ и т. д. для лептонов др. семейств. При этом L_e, L_{μ} и L_{τ} не тождественны друг другу. Для элементарных частиц, не являющихся лептонами, Л. ч. равно нулю. Эксперимент показал, что во всех процессах взаимодействия элементарных частиц с участием лептонов каждое из Л. ч. с высокой степенью точности сохраняется (что и явилось основанием для введения такой характеристики лептонов). В соответствии с этим эмпирич. законом сохранения Л. ч. реализуются, напр., процессы $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^- + p, \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}, \tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu} + \nu_{\tau}, \tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\tau}$ и т. д. и не реализуются с сопоставимыми вероятностями процессы $\bar{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-, \nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^+ + n, \nu_{\mu} + n \rightarrow e^- + p, \mu^- \rightarrow e^- + \gamma, \mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-, \tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma, \tau^- \rightarrow e^- + \gamma, \mu^- + N \rightarrow e^- + N$ и т. д. Все последние процессы запрещены законом сохранения Л. ч. и до сих пор не наблюдались. Нет также свидетельств существования т. н. безнейтринного двойного бета-распада ядер, связанного с нарушением Л. ч. О степени запрета, налагаемого законом сохранения Л. ч., можно судить, напр., по след. цифрам:

$$\frac{W(\mu^- \rightarrow e^- + \gamma)}{W(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu})} < 4,9 \cdot 10^{-11};$$

$$\frac{W(\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-)}{W(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu})} < 1 \cdot 10^{-13};$$

$$\frac{W(\mu^- + \text{Ti} \rightarrow e^- + \text{Ti})}{W(\mu^- + \text{Ti} \rightarrow \nu_{\mu} + \text{Sc})} < 4,6 \cdot 10^{-12};$$

$$\frac{W(\nu_{\mu} + N \rightarrow e^- + X)}{W(\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^- + X)} < 10^{-3};$$

$$\frac{W(\tau^- \rightarrow e^- + \gamma)}{W(\tau^- \rightarrow \nu e)} < 6,4 \cdot 10^{-4}; \quad \frac{W(\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma)}{W(\tau^- \rightarrow \nu e)} < 5,5 \cdot 10^{-4}$$

(W — вероятность соответствующего процесса, X — совокупность вторичных адронов). Т. о., эксперим. ограничения на интенсивность процессов, нарушающих Л. ч., будучи очень значительными при сравнительно низких энергиях (распады и захват мюона), пока не столь жёсткие при более высоких энергиях. С теоретич. точки зрения нет специальных оснований считать закон сохранения Л. ч. абсолютно строгим законом сохранения. Более того, в моделях великого объединения взаимодействия этот закон сохранения, как правило, нарушен. Нарушение Л. ч. осуществляется, напр., в тех случаях, когда масса нейтрино отлична от нуля и имеет место их смешивание за счёт конечных вероятностей перехода одного типа нейтрино в др. типы нейтрино. Смешивание порождает явление осцилляций нейтрино, т. е. периодич. изменения на пути пролёта интенсивности потока данного типа нейтрино ($\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$), возникшего в конкретном виде слабого распада (см. Осцилляции элементарных частиц). Возможность осцилляций нейтрино впервые обсуждалась Б. М. Понтекорво в 1957. Существование осцилляций нейтрино является наиб. вероятной причиной наблюдения уменьшенного (по сравнению с расчётным) потока ν_e от Солнца, детектируемого на Земле. Однако эксперим. проявления осцилляций нейтрино в лаб. условиях пока не обнаружены.