ставлений $D^{(j)}$ группы вращений и имеет размерность $(2j_1+1)(2j_2+1)$. Величины, преобразующиеся по представлениям $D^{(1/2,\,0)}$ и $D^{(0,\,1/2)}$, являются *спинором* и сопряжённым спинором, по $D^{(1/2,\,1/2)}$ — 4-вектором и т. д. Полная классификация неприводимых представлений Л. г. описывается в терминах параметров j_0, ν, связанных с собств. значениями операторов Казимира ф-лами $j_1=2(j_0^2+\nu^2-1)$, $j_2=4ij_0\nu$; параметр j_0 — положит. целое или полуцелое число, ν — любое комплексное число. Представление конечномерно, когда j_0 — целое или полуцелое и $\nu^2=(j_0+n)^2$, где n — целое. Представление унитарно, когда: 1) ν—мнимое; 2) $j_0=0$, ν—вещественно и $|\nu|\leqslant 1$. Представление Л. г. однозначно при целом и двузначно при полуцелом j_0.

Лит.: Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шапиро З. Я., Представления группы вращений и группы Лоренца, их применения, М., 1958; Наймарк М. А., Линейные представления группы Лоренца, М., 1958; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969; Румер Ю. Б., Фет А. И., Теория групп и квантованные поля, М., 1977; Эллиот Дж., Добер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983; Рамон П., Теория поля. Современный вводный курс, пер. с англ., М., 1984.

С. И. Азаков, В. П. Павлов.

ЛОРЕНЦА ЛЕ́ММА — устанавливает соотношение между двумя решениями *Максвелла уравнений*, изменяющимися во времени по одному и тому же гармонич. закону $\sim\exp(i\omega t)$, но различным образом распределёнными в пространстве. Первые наметки Л. л. содержались в работе X. А. Лоренца (1896). Непосредственно из ур-ний Максвелла, записанных для комплексных амплитуд полей $(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{D}; \boldsymbol{H}, \boldsymbol{B})_{1,\,2}$ и электрич. токов с объёмными плотностями $\boldsymbol{j}^e_{1,\,2}$, вытекает билинейное векторное тождество:

$$c\,\mathrm{div}\,\{[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}]\}_{1,\,2}-4\pi\,\{(\boldsymbol{j}^e\boldsymbol{E})\}_{1,\,2}=i\omega\,\{(\boldsymbol{D}\boldsymbol{E})\}_{1,\,2}-\\-i\omega\,\{(\boldsymbol{B}\boldsymbol{H})\}_{1,\,2}, \qquad (1)$$

где фигурные скобки обозначают след. операцию коммутации:

$$\{[\boldsymbol{a}\boldsymbol{b}]\}_{1,\,2}\equiv[\boldsymbol{a}_1\boldsymbol{b}_2]-[\boldsymbol{a}_2\boldsymbol{b}_1].$$

Л. л. (в дифференциальной форме) наз. частный случай тождества (1), отвечающий обращению в нуль его правой части. Это имеет место для линейных изотропных сред с проницаемостями ε, μ; линейных анизотропных сред с симметричными тензорами проницаемостей $\varepsilon_{\alpha\beta}=\varepsilon_{\beta\alpha}$, $\mu_{\alpha\beta}=\mu_{\beta\alpha}$ и др. (см. *Взаимности принцип*). Л. л. в интегральной форме выглядит так:

$$4\pi\int\limits_V\{(\boldsymbol{j}^e\boldsymbol{E})\}_{1,\,2}\,dV=c\oint\limits_S\{[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}]\}_{1,\,2}\boldsymbol{n}\,dS, \qquad (2)$$

где S — замкнутая поверхность, охватывающая объём V; $\boldsymbol{n}$ — внеш. нормаль к S.

Иногда левая и правая части Л. л. (2) независимо обращаются в 0. При этом равенство

$$\int\limits_V\{(\boldsymbol{j}^e\boldsymbol{E})\}_{1,\,2}\,dV=0 \qquad (3)$$

даёт теорему взаимности, а равенство

$$\oint\limits_S\{[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}]\}_{1,\,2}\,\boldsymbol{n}\,dS=0 \qquad (4)$$

даёт чисто полевой вариант Л. л. Соотношения (2)—(4) существенно облегчают решение мн. задач об излучении, возбуждении и дифракции эл.-магн. волн. Применение *двойственности перестановочной принципа* позволяет обобщить Л. л., включив в рассмотрение магн. источники.

Лит.: Lorentz H. A., Het theorema van Poynting over de energie in het electromagnetisch veld en een paar algemeene stellingen over de voortplanting van het licht, в кн.: Verslagen der Zittingen van de Wiss.- en Naturkundige Afdeeling der K. Akademie van Wettenschappen, 1896, Bd 4, p. 176; Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1988; Кацеленбаум Б. З., Высокочастотная электродинамика, М., 1966.

И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер.

ЛОРЕНЦА ПРЕОБРАЗОВА́НИЯ в специальной теории относительности — преобразования координат и времени к.-л. события при переходе от одной *инерциальной системы отсчёта* (и. с. о.) к другой; выражают равноправие всех и. с. о. в описании законов природы. Впервые Л. п. были сформулированы в 1904 в связи с теоретич. и эксперим. работами по исследованию распространения света. Было установлено, что *Максвелла уравнения* сохраняют свою форму при Л. п. и, с другой стороны, Л. п. могут быть выведены как следствие (эксперим. факта) одинаковости скорости света в вакууме относительно произвольной системы отсчёта. В дальнейшем было осознано, что Л. п. имеют универсальный характер, являются матем. реализацией *относительности принципа* и тем самым отражают общие свойства пространства и времени. Решающий шаг в этом направлении был сделан А. Эйнштейном (A. Einstein), важнейшую роль сыграли труды X. А. Лоренца, А. Пуанкаре (A. Poincaré), Г. Минковского (H. Minkowski).

Если и. с. о. K' движется относительно и. с. о. K с пост. скоростью V вдоль оси x, то Л. п. имеют вид

$$x=\frac{x'+Vt'}{\sqrt{1-V^2/c^2}}\,,\quad y=y',\quad z=z',\quad t=\frac{t'+(V/c^2)\,x'}{\sqrt{1-V^2/c^2}}\,, \qquad (1)$$

где c — скорость света в вакууме. Ф-лы, выражающие x', y', z', t' через x, y, z, t, получаются из (1) заменой V на $-V$. В случае медленных движений ($V/c\ll 1$) преобразования (1) приближённо переходят в преобразования Галилея:

$$x=x'+Vt',\quad y=y',\quad z=z',\quad t=t'.$$

Л. п. (1) не совместимы с классич. (дорелятивистскими) представлениями о пространстве и времени. В классич. физике принимается, что понятие одновременности событий и, в частности, промежуток времени между двумя событиями (напр., между актами рождения и распада нестабильной частицы) имеют абс. смысл, т. е. они не зависят от движения наблюдателя. Как установлено *относительности теорией*, промежутки времени и отрезки длины [в соответствии с (1)] зависят от движения системы отсчёта. Они относительны примерно в том же смысле, в каком относительными (зависящими от расположения наблюдателей) являются суждения наблюдателей об угл. расстоянии, под к-рыми они видят одну и ту же пару предметов.

Если в системе K' два события, происходящие в одном и том же месте, разделены промежутком времени $\Delta t'$, то в системе K эти же события (происходящие в разных местах) разделены промежутком времени $\Delta t=\Delta t'/\sqrt{1-V^2/c^2}$. Одна из эксперим. проверок этого вывода состоит в наблюдении за частицами (напр., мюонами), способными к самопроизвольному распаду. Время жизни покоящихся (или движущихся с малыми скоростями) мюонов $\Delta t'\sim 2$ мкс. Мюоны же, образующиеся в потоке *космических лучей*, движутся относительно Земли со скоростями, достигающими 0,995 c, и успевают пролететь, не распадаясь, ок. 6 км, т. е. их время жизни Δt с точки зрения земного наблюдателя в 10 раз больше $\Delta t'$.

Аналогично, если отрезок покоится в системе K' и имеет длину $\Delta l'$, то его длина Δl в системе K, т. е. расстояние между двумя одновременными в K событиями регистрации положения концов отрезка, принимает значение $\Delta l=\Delta l'\sqrt{1-V^2/c^2}$. Этот результат наз. лоренцевым сокращением длины. Так же изменяется объём тела, поскольку преобразуется только продольный (вдоль движения) размер тела, а поперечные размеры не изменяются.