

тами  $[c(t-t'), -(r-r')]$ , удовлетворяющими условию  $R_k R^k = 0$ .

Л.-В. п. приводят к след. выражениям для напряжённостей электрич. и магн. полей:

$$E(r, t) = e \frac{1-v^2/c^2}{(R-Rv/c)^3} (R - Rv/c) + e \frac{[R[(R-Rv/c)r]]}{c^2(R-Rv/c)^3},$$

$$H(r, t) = [RE]/R,$$

где  $v = \partial v / \partial t'$  и все величины, входящие в правые части этих ф-л, относятся к положению заряда в момент времени  $t'$ .

Эл.-магн. поле, создаваемое произвольно движущимся точечным зарядом, состоит из двух частей разного характера. Первая часть не зависит от ускорения заряда и убывает как  $1/R^2$ . Эта часть соответствует полю, создаваемому равномерно движущимся зарядом. Вторая часть поля, зависящая от ускорения заряда и убывающая как  $1/R$ , описывает эл.-магн. волны, издаваемые зарядом.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Пановский В., Филипс М., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1963.

Ю. П. Степановский.

**ЛЬЮИСА ЧИСЛО** (Льюиса — Семёнова число) ( $Le$ ) — один из *подобия критериев* тепловых и диффузионных процессов в жидкостях и газах,  $Le = D/a$ , где  $D$  — коэф. диффузии,  $a = \lambda / \rho c_p$  — коэф. температуропроводности,  $\lambda$  — коэф. теплопроводности,  $\rho$  — плотность,  $c_p$  — уд. теплоёмкость среды при пост. давлении. Назв. по имени Г. Н. Льюиса (G. N. Lewis) и Н. Н. Семёнова.

Л. ч. характеризует соотношение между интенсивностями переноса массы примеси диффузией и переноса теплоты теплопроводностью. Значения  $D$  и  $a$  для газов могут быть вычислены методами *кинетической теории газов* (см. также *Переноса явления, Кинетика физическая*). В *совершенных газах* (подчиняющихся *Клапейрона уравнению*)  $Le = 1$ . Для большинства реальных газов Л. ч. мало отличается от 1 и слабо зависит от темп-ры. Так, для водорода  $Le = 0,95$ , а для углекислого газа  $Le = 1,18$ . Поэтому, напр., в расчётах горения (распространения фронта пламени или волны реакции) принимают  $Le = 1$ . При  $Le = 1$  ур-ния диффузии и теплопроводности становятся идентичными и профили избыточных концентраций и темп-р оказываются подобными. При  $Le \neq 1$  подобие этих профилей не имеет места.

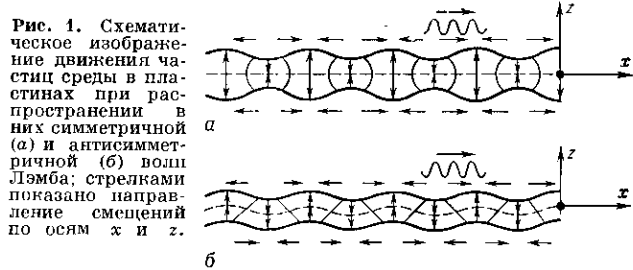
Л. ч. связано с др. критериями подобия — *Прандтля числом*  $Pr$  и *Шмидта числом*  $Sc$  — соотношением  $Le = Pr/Sc$ .

С. Л. Вишневецкий.

**ЛЭМБА ВОЛНЫ** — упругие волны, распространяющиеся в твёрдой пластине (слое) со свободными границами, в к-рых *колебательное смещение частиц* происходит как в направлении распространения волны, так и перпендикулярно плоскости пластины. Л. в. представляют собой один из типов *нормальных волн* в упругом волноводе — в пластине со свободными границами. Т. к. эти волны должны удовлетворять не только ур-ниям теории упругости, но и граничным условиям на поверхности пластины, картина движения в них и их свойства более сложны, чем у волн в неограниченных твёрдых телах.

Л. в. делятся на две группы: симметричные  $s$  и антисимметричные  $a$ . В симметричных волнах движение частиц среды происходит симметрично относительно ср. плоскости  $z=0$  (рис. 1, а), т. е. в верх. и ниж. половинах пластины смещение  $u$  по оси  $x$  имеет одинаковые знаки, а смещение  $w$  по оси  $z$  — противоположные. В антисимметричных волнах движение частиц антисимметрично относительно плоскости  $z=0$  (рис. 1, б), т. е. в верх. и ниж. половинах пластины смещение  $u$  имеет противоположные знаки, а смещение  $w$  — одинаковые. В пластине толщиной  $2h$  при частоте  $\omega$  может распространяться определ. конечное число симметричных и антисимметричных Л. в., отличающихся одна от другой фазовыми и групповыми скоростями

и распределением смещений и напряжений по толщине пластины. Число волн тем больше, чем больше значение  $\omega h/c_t$ , где  $c_t$  — фазовая скорость сдвиговых волн.



При малых толщинах пластины ( $\omega h/c_t \ll 1$ ) в ней возможно распространение только двух Л. в. нулевого порядка:  $s_0$  и  $a_0$ , к-рые представляют соответственно продольную и изгибную волны в пластине (см. *Изгибные волны*). Продольная волна очень похожа на продольную волну в неограниченном твёрдом теле; в ней преобладает продольная компонента смещения  $u$  и только вследствие того, что грани пластины свободны, появляется небольшое смещение  $w$ , к-рое в  $c_t/\omega h$  раз меньше продольного. Вследствие уменьшения продольной жёсткости из-за податливости боковых граней фазовая скорость  $c_l^{пл}$  этой волны немного меньше фазовой скорости  $c_l$  продольной волны в неограниченном твёрдом теле и равна

$$c_l^{пл} = c_l \sqrt{\frac{1-2\sigma}{(1-\sigma)^2}},$$

где  $\sigma$  — коэф. Пуассона. При увеличении толщины пластины свойства волны  $s_0$  и  $a_0$  меняются: они становятся всё более похожими одна на другую. При  $\omega h/c_t \gg 1$  их фазовые и групповые скорости стремятся к фазовой

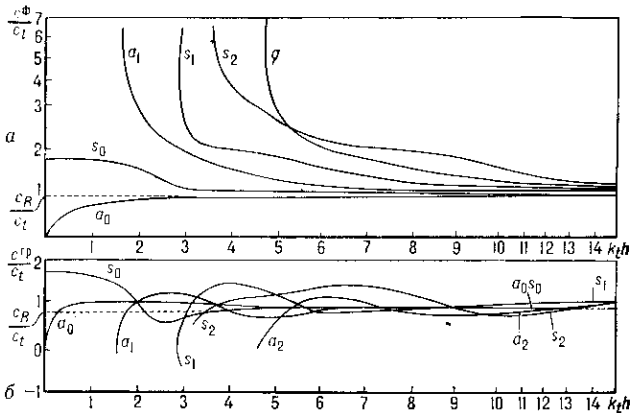


Рис. 2. Зависимость фазовой  $c^ф$ (а) и групповой  $c^г$ (б) скорости симметричных  $a$  и антисимметричных  $s$  волн Лэмба различных порядков в пластине, отнесённых к скорости сдвиговых волн  $c_t$ , от величины  $k_t h = \omega h / c_t$ ; пунктирная линия соответствует величине  $c_R c_t$ .

скорости *Рэлея волн*  $c_R$  (рис. 2), смещения локализуются вблизи свободных границ пластины и их распределения с глубиной стремятся к распределению смещений по глубине в *рэлеевской волне*. Т. о., каждая из волн  $s_0$  и  $a_0$  превращается в две *рэлеевские волны* на обеих поверхностях пластины.

Л. в. порядка выше нулевого появляются только при нек-рых «критич.» значениях  $\omega h/c_t$ . При докритич. толщинах и частотах в этих волнах нет потока энергии и они представляют собой движение, быстро затухающее вдоль пластины. При критич. значениях  $\omega h/c_t$  по толщине пластины укладывается чётное или нечёт-