

ное число продольных или сдвиговых полуволи и рождающаяся Л. в. представляет собой чисто продольную или чисто сдвиговую стоячую волну, образованную двумя волнами с соответствующих поляризацій, распространяющимися с равными амплитудами в положительн. и отрицат. направлениях оси z .

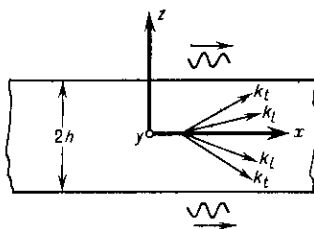


Рис. 3. Структура волны Лэмба в пластине толщиной $2h$.

Фазовые скорости Л. в. c^{Φ} при этом равны бесконечности, а групповые $c^{ГР}$ — нулю. При значениях $\omega h/c_t$, больших критических, фазовые скорости Л. в. становятся отличными от бесконечности, а групповые — от нуля. Это можно интерпретировать как поворот направлений распространения двух продольных или сдвиговых волн, образующих стоячую волну в критич. области, от оси z в сторону положит. оси x . При этом из-за отражения от границ пластины возникают волны другой поляризации и Л. в. оказывается «составленной» из четырёх компонент (рис. 3): двух продольных волн с волновым вектором k_l и двух сдвиговых с волновым вектором k_t , «припасованных» одна к другой т. о., что проекции волновых векторов на ось x одинаковы, а напряжения, создаваемые четырьмя волнами на граничных поверхностях $z = \pm h$, равны нулю. Распределение смещений и напряжений по сечению пластины характеризуется узлами и пучностями, а траектории частиц среды в волнах становятся эллипсы, эксцентриситет k -рых зависит от типа и порядка волны, глубины и коэф. Пуассона материала пластины.

При больших толщинах пластины ($k_t h \gg 1$) у всех Л. в., кроме волн s_0 и a_0 , имеется только смещение w по оси z , распределённое по толщине синусоидально с пространственным периодом $2h/n$ (n — порядок волны) или $2h/(n - 1/2)$. Отношение амплитуды этого смещения на поверхности к амплитуде в толще пластины стремится к нулю, т. е. движение в каждой Л. в., кроме s_0 и a_0 , становится локализованным в толще и не «выходит» на поверхность. Для волн s_0 и a_0 , как уже отмечалось, напротив, имеет место своеобразный скин-эффект. Фазовые и групповые скорости всех волн (кроме s_0 и a_0) при $k_t h \gg 1$ стремятся к c_t .

Л. в. могут распространяться не только в плоских пластинах из однородного изотропного материала. Они существуют также в искривлённых пластинах, в пластинах с неоднородными механич. свойствами и в пластинах, вырезанных из кристаллов. В этих случаях их свойства усложняются.

Л. в. применяются для всестороннего неразрушающего контроля листовых материалов и конструкций (выявление дефектов, определение толщины изделий и т. д.) и в системах для обработки электрич. сигналов (ультра- и гиперзвуковые линии задержки электрич. сигналов, фильтры и т. д.). В неразрушающем контроле Л. в. диапазона 0,1—10 МГц удачно дополняют объёмные УЗ-волны, с помощью k -рых контроль возможен только в толстых массивных образцах. Для систем обработки очень ценным свойством Л. в. является зависимость фазовой и групповой скоростей от частоты, благодаря чему можно создавать так называемые дисперсионные линии задержки, где время задержки зависит от частоты. Такие линии задержки и фильтры существуют в частотном интервале 0,1—200 МГц.

Лит.: Кольский Г., Волны напряжения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1955; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 2; Бреховский Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973, гл. 1; Викторов И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике, М., 1966, гл. 2; его же, Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах, М., 1981. И. А. Викторов.

ЛЭМБОВСКИЙ СДВИГ у р о в н е й — смещение уровней энергии связанных состояний электрона во внеш. поле, обусловленное радиационными поправками. Наб. интерес (в отношении сравнения теории с экспериментом) представляют радиац. поправки к спектру атома водорода и водородоподобных ионов.

Ур-ние Дирака для электрона в кулоновском поле точечного ядра предсказывает вырождение уровней энергии связанных состояний, обладающих одними и теми же главным квантовым числом n и квантовым числом полного момента j , но разными значениями квантового числа орбитального момента $l = j \pm 1/2$. Так, например, состояния $2S_{1/2}$ ($n=2, j=1/2, l=0$) и $2P_{1/2}$ ($n=2, j=1/2, l=1$) должны иметь одну и ту же энергию.

Эксперим. указания на несовпадение уровней энергии $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ атома водорода появились в 1934—39 в результате тщательных спектроскопич. исследований линий серии Бальмера. Было обнаружено, что величина тонкого расщепления (см. Тонкая структура) меньше, чем это следовало из теории Дирака. Такое несовпадение могло быть объяснено тем, что уровень $2S_{1/2}$ расположен выше уровня $2P_{1/2}$ приблизительно на 1000 МГц. Однако вследствие доплеровского уширения спектральных линий точность экспериментов была невелика, что вызвало сомнения в реальности обнаруженного сдвига этих уровней.

В 1947 У. Э. Лэмб (W. E. Lamb) и Р. Ризерфорд (R. Retherford) посредством разработанного ими радиоспектроскопич. метода однозначно показали, что уровень $2S_{1/2}$ действительно смещён относительно уровня $2P_{1/2}$ на 1000 МГц [1]. Это открытие (Нобелевская премия, 1955), а также теоретич. соображения, высказанные Х. Бете (H. Bethe), послужили толчком для всего последующего развития квантовой электродинамики (КЭД), k -рая и дала исчерпывающее объяснение природы Л. с. Физической его причиной являются квантовые флуктуации вакуума эл.-магн. и электрон-позитронного полей, k -рые меняют потенц. энергию $V(r) = -Ze^2/r$ взаимодействия электрона с ядром (Ze — заряд ядра, r — расстояние от ядра).

Качественно понять природу и оценить порядок величины лэмбовского смещения можно из след. соображений. Нулевые колебания эл.-магн. поля напряжённости $E = \sum_{k, \mu} E_{k, \mu} \exp(-i\omega_k t)$ (k и μ — соответственно волновой вектор и поляризация фотона частоты $\omega_k = ck$) вызывают «дрожание» электрона со ср. значением квадрата амплитуды

$$\overline{\delta r^2} = \sum_{k, \mu} \frac{e^2}{m^2} \frac{E_{k, \mu}^2}{\omega_k^4} \approx \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \ln(Z\alpha)^{-2}.$$

Здесь m — масса электрона, α — постоянная тонкой структуры ($\alpha \approx 1/137$). Большой логарифмич. множитель (для не слишком тяжёлых элементов параметр $Z\alpha \ll 1$) возникает в результате интегрирования по спектру нулевых колебаний в пределах от характерной энергии атома $mc^2(Z\alpha)^2$ до энергии покоя электрона mc^2 . «Дрожание» электрона приводит к положит. добавке к потенциалу взаимодействия $\delta V = 1/6 \overline{\delta r^2} \partial^2 V / \partial r^2$ и, соответственно, к сдвигу атомного уровня вверх на величину

$$\delta \mathcal{E} = \frac{1}{6} \overline{\delta r^2} \langle \partial^2 V / \partial r^2 \rangle = \frac{2\pi}{3} \overline{\delta r^2} Z e^2 w,$$

пропорциональную вероятности w нахождения электрона в точке $r=0$, k -рая максимальна для S -состояния из-за отсутствия центробежного потенц. барьера ((. . .) означают квантовое усреднение по состоянию электрона). Тогда для состояний с $l=0$

$$\delta \mathcal{E}_{n0} = \frac{4\pi mc^2}{3\pi n^3} \alpha (Z\alpha)^4 \ln(Z\alpha)^{-2};$$