

бина O . меньше чувствительности эксперим. установки, либо мала разность масс (квадратов масс), так что длина O . много больше расстояния источник — детектор и O . не успели развиться. Эксперимент при этом даёт ограничения сверху на $\Delta m(\Delta m^2)$ и $\sin^2 2\theta$. Поскольку O . являются эффектом нарушения определённых квантовых чисел, их поиск есть метод исследования взаимодействий, нарушающих эти числа.

Осцилляции в веществе. Среда изменяет эволюцию системы смешанных частиц. В случае $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ это эффект когерентной регенерации K_s^0 -мезонов, описанный Пайсом и Пиччоли (в той же работе, в к-рой были предсказаны O . К⁰-мезонов) и затем детально исследованный в эксперименте. В 1977 Л. Вольфенштейн (L. Wolfenstein) рассмотрел аналогичный эффект для нейтрино.

Влияние среды связано с упругим рассеянием на нулевой угол осциллирующих частиц A и B на компонентах среды. Такое рассеяние сводится к появлению у волн, описывающих движение A и B , показателей преломления, а следовательно, к изменению их фазовых скоростей. Среда модифицирует O ., если рассеяние частиц A и B различно. В этом случае между волнами A и B появится дополнит. разность фаз, а также будут осуществляться переходы между состояниями с определ. массами $|f_1\rangle \leftrightarrow |f_2\rangle$. Амплитуды этих переходов пропорц. разности амплитуд рассеяния частиц A и B . Это означает, что $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ в среде уже не являются собств. состояниями гамильтониана и сами осциллируют. Смешивание $|A\rangle$ и $|B\rangle$ в среде следует определять по отношению к собств. состояниям $|f_i^H\rangle$ [аналогично тому, как это было сделано в (1)] гамильтониана для данной среды с учётом взаимодействий, поскольку именно $|f_i^H\rangle$ обладают определёнными фазовыми и групповыми скоростями. Т. к. в среде $f_i^H \neq |f_i\rangle$, то угол смешивания в веществе θ_m будет отличен от θ . В однородной среде $|f_i^H\rangle$ эволюционируют независимо, переходов $|f_i^H\rangle \leftrightarrow |f_j^H\rangle$ нет (т. е. доли их примесей не меняются). Поэтому качественная картина O . оказывается такой же, как в вакууме, но с изменёнными параметрами: в выражениях для a и \bar{P} вакуумный угол θ следует заменить на θ_m . В зависимости от знаков разности амплитуд и Δm , величин плотности вещества и энергии среда может как усиливать, так и ослаблять O .

Т. о., общим условием возникновения O . является рождение состояний, представляющих собой суперпозицию (когерентную смесь) двух или неск. невырожденных собств. состояний гамильтониана для данной среды $|f_i^H\rangle$ (при этом наличие частиц с ненулевыми массами не обязательно). O . в данном состоянии $|A\rangle$ происходят относительно $|f_i^H\rangle$. (В вакууме состояния $|f_i^H\rangle$ совпадают с состояниями, имеющими определ. массы: $|f_i^H\rangle = |f_i\rangle$.) Глубина O . есть мера несовпадения $|A\rangle$ с одним из собств. состояний гамильтониана; длина O . обратно пропорц. разности собственных значений $|f_i^H\rangle$.

В среде с изменяющейся на пути частиц плотностью возникают качественно новые эффекты: в процессе распространения частиц изменяются и глубина O . и их ср. значение (см. *Резонансная конверсия нейтрино*).

Лит.: Pais A., Piccioni O., Note on the decay and absorption of the θ^0 , «Phys. Rev.», 1955, v. 100, p. 1487; Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; Биленький С. М., Понтекорво Б. М., Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино, «УФН», 1977, т. 123, с. 181; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990; Уральцев Н. Г., Хоזה В. А., Смешивание кварков в слабых взаимодействиях, «УФН», 1985, т. 148, с. 507. А. Ю. Смирнов.

ОСЦИЛЛЯЦИИ ЗОНДГАЙМЕРА — периодич. зависимость кинетич. характеристик (коэф. электропро-

водности σ , теплопроводности κ , термоэлектрич. коэф.) в тонких слоях проводника от магн. поля H . Предсказаны в 1950 Э. Зондгаймером. O . З. связаны с фокусирующей ролью магн. поля. Пучок электронов с одинаковыми энергией \mathcal{E} и проекцией импульса p на направление H (p_H). «стартовав» из одной точки поверхности в глубь образца и двигаясь по спиральной траектории, собирается в точке на противоположной поверхности, если электроны пройдут толщину образца (d) за целое число (N) периодов обращения в магн. поле $2\pi/\omega_c$ (ω_c — циклотронная частота), т. е. имеет место соотношение

$$d = N \frac{c}{eH} \frac{\partial S}{\partial p_H} \cos \alpha. \quad (*)$$

Здесь α — угол, образуемый вектором H и нормалью n к поверхности пластины (рис. 1), e — элементарный заряд, S — площадь сечения ферми-поверхности (ФП) плоскостью $p_H = \text{const}$. В изотропных металлах это условие обеспечивает максимальные σ и κ . Условие (*) будет вновь выполнено, если поле H изменится на величину

$$\Delta H = \frac{c}{ed} \frac{\partial S}{\partial p_H} \cos \alpha,$$

к-рая является периодом осцилляций.

Амплитуда осцилляции, напр. $\sigma_{\text{осц}}$, в сильном поле (радиус кривизны электронных орбит $r \ll d$) убывает с увеличением поля H . Вклад в $\sigma_{\text{осц}}$ электронов из окрестности т. н. опорных точек ФП и электронов с экстремальным значением $\partial S / \partial p_H \rightarrow (\partial^2 S / \partial p^2_H = 0)$ пропорционален H^{-4} и $H^{-3/2}$. Если грани пластины совпадают с плоскостью симметрии кристалла, то амплитуда O . З. тем больше, чем выше степень диффузности отражения электронов, т. е. степень несовершенства поверхности проводника. При чисто зеркальном отражении импульсы электронов — падающего (p) и отражённого (p') границей образца — скореллированы и удовлетворяют условию

$$\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}(p'); [np] = [np'].$$

В этом случае O . З. возможны лишь при многоканальном отражении, когда есть неск. неэквивалентных состояний для отражённого электрона. O . З. при этом формируют также электроны с p_H , при к-рых изменяется число каналов зеркального отражения.

Для электронов на открытых сечениях ФП следует учитывать дрейф электронов в плоскости, перпендикулярной H , к-рый не зависит от p_H . При $\alpha = \pi/2$ только электроны с открытыми траекториями формируют O . З. Их смещение в глубь образца за период одинаково во всём слое открытых сечений ФП, и все они участвуют в формировании O . З. Амплитуда O . З. не зависит от H и тем больше, чем выше степень зеркальности отражения электронов (при зеркальном отражении амплитуда в l/d раз больше, чем при диффузном, где l — длина свободного пробега электронов).

По периоду осцилляций ΔH можно определить величину $\partial S / \partial p_H$ для электронов, формирующих O . З., а по величине амплитуды — вероятность зеркального отражения их при разл. углах падения на поверхность проводника.

В проволоках и поликристаллич. образцах амплитуда O . З. значительно меньше, чем в монокристаллич. пластинах. В проволоках с овальным поперечным сечением (рис. 2,а) O . З. формируют электроны, дрейфующие вдоль хорды экстремального поперечного сечения ФП, и амплитуда O . З. в $(d/r)^{1/2}$ раз меньше, чем в пластинах. В ограниченных проволоках за O . З. ответственные лишь электроны, дрейфующие вдоль хорд излома поперечного сечения образца (рис. 2,б). Это позволяет изучить рассеивающие свойства локальных участков

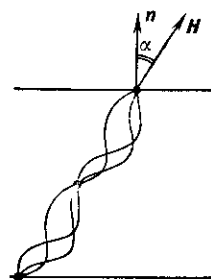


Рис. 1. Траектории электронов, сфокусированных магнитным полем.