

В пространствах с кривизной вакуумные средние физические наблюдаемых, вообще говоря, отличаются от нуля независимо от их топологич. свойств. В соответствии с этим в рассматриваемом случае казимировские слагаемые (3) добавляются к поляризац. плотности энергии, зависящей от производных  $a$  по времени, и к нелокальным членам, описывающим плотность энергии частиц, рождённых из вакуума гравитац. полем. Э. К. рассчитан не только для обычных, но также для скрученных и автоморфных полей в пространствах с топологией сферы, цилиндра, тора, листа Мёбиуса, бутылки Клейна и др. [5].

Роль Э. К. в разл. областях физики связана как с уникальностью сил Казимира (они не зависят ни от масс, ни от зарядов, ни от иных констант связи), так и с тем, что данный эффект является по существу единственным макроскопич. проявлением структуры вакуума квантованных полей. В модели мешков квантовой хромодинамики конфаинмент кварков (см. *Увержение цвета*) в адроне обеспечивается нулевым значением тока через поверхность мешка. Данное граничное условие приводит к появлению казимировской энергии кварковых и глюонных полей, к-рая составляет  $\approx 10\%$  массы адрона и должна учитываться при расчёте его свойств. В *Калуцы — Клейна теории* предполагается, что дополнит. (к трём известным) пространственные измерения образуют компактное многообразие с размером порядка планковской длины. При этом компактификация может быть достигнута в результате самосогласованного решения ур-ний Эйнштейна, в правой части к-рых учтён казимировский тензор энергии-импульса  $\langle T_{ik} \rangle$  бозонных и фермионных полей. Подобный подход широко используется в квантовой гравитации и супергравитации [7]. В космологии аналогичным образом казимировская плотность энергии определяет несингулярную Вселенную инфляц. типа в классе пространственно плоских моделей с топологией 3-тора (Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, 1984). Наконец силы Казимира между макротелами являются весьма чувствительными к наличию дополнительных (не электрических и не гравитационных) далекодействующих сил, описываемых степенной зависимостью от расстояния либо потенциалом Юкавы. Такие силы возникают в результате обмена между атомами макротел лёгкими и безмассовыми элементарными частицами, предсказанными в рамках единых калибровочных теорий, *суперсимметрии* и супергравитации (арион, скалярный аксион, дилатон, антигравитон спина-1 и др.). Измерения сил Казимира позволяют в ряде случаев получить наилучшие ограничения на константы таких сил и параметры ответственных за них гипотетических элементарных частиц [8].

Лит.: 1) Casimir H. B. G., On the attraction between two perfectly conducting plates, «Proc. Kon. Nederl. Akad. Wet.», 1948, v. 51, p. 793; 2) Sparnaay M. J., Measurement of attractive forces between flat plates, «Physica», 1958, v. 24, p. 751; 3) Plunien G., Müller B., Greiner W., The Casimir effect, «Phys. Repts», 1986, v. 134, p. 87; 4) Мостепаненко В. М., Трунов Н. Н., Эффект Казимира и его приложения, «УФН», 1988, т. 156, с. 385; 5) их же, Эффект Казимира и его приложения, М., 1990; 6) Bordag M., Klimchitskaya G. L., Mostepanenko V. M., The Casimir force between plates with small deviations from plane parallel geometry, «Int. J. Mod. Phys.», 1995, v. 10A, p. 2661; 7) Buchbinder L. L., Odintsov S. D., Shapiro I. L., Effective action in quantum gravity, IOP Publ., Bristol, 1992; 8) Mostepanenko V. M., Sokolov I. Y., Hypothetical long-range interactions and restrictions on their parameters from force measurements, «Phys. Rev. D», 1993, v. 47, p. 2882.

В. М. Мостепаненко.

**ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА** — величина, имеющая размерность массы и характеризующая динамику свойства *квазичастиц*. Напр., движение *электрона проводимости* в кристалле под действием внеш. силы  $F$  и сил со стороны кристаллич. решётки в ряде случаев может быть описано как движение свободного электрона, на к-рый действует только сила  $F$  (закон Ньютона), но с Э. м.  $m$ , отличной от массы  $m_0$  свободного электрона. Это отличие отражает взаимодействие электрона проводимости с решёткой (см. *Твёрдое тело, Зонная теория, Квазиклассическое приближение*).

В простейшем случае изотропной зависимости энергии  $\mathcal{E}$  электрона от его квазиимпульса  $p$  Э. м. — скалярная величина, определяемая соотношением

$$\frac{1}{m} = \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial p^2}. \quad (1)$$

Если зависимость  $\mathcal{E}(p)$  (*дисперсии закон*) анизотропна, то Э. м. представляет собой тензор. Компоненты тензора обратных Э. м.

$$\left(\frac{1}{m}\right)_{ik} = \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial p_i \partial p_k}. \quad (2)$$

Это означает, что ускорение электрона в кристаллич. решётке в общем случае направлено не параллельно внеш. силе  $F$ . Оно может быть направлено даже антипараллельно  $F$ , что соответствует отрицат. значению Э. м. Для электронов с отрицат. Э. м. оказалось удобным ввести в рассмотрение положительно заряженные квазичастицы — дырки с положительной Э. м.

При изучении гальваномагнитных явлений используются т. н. циклотронной Э. м. электронов и дырок:

$$m^* = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial S}{\partial \mathcal{E}}, \quad (3)$$

где  $S$  — площадь сечения изоэнергетич. поверхности  $\mathcal{E}(p) = \text{const}$  плоскостью, перпендикулярной магн. полю  $H$ .

Наиб. важные методы определения Э. м. электронов проводимости и дырок в металлах и полупроводниках — *циклотронный резонанс*, измерение *электронной теплоёмкости* и др.

Из-за *электрон-фононного взаимодействия* Э. м. электронов, движущихся в поле ионов кристаллич. решётки, перенормируется, причём макс. перенормировку претерпевает Э. м. электронов на (и вблизи) *ферми-поверхности*; у электронов с энергией  $\mathcal{E} - \mathcal{E}_F \gg \hbar\omega_D$  ( $\omega_D$  — дебаевская частота) Э. м. практически не перенормируется. Благодаря этому в ф-лы, описывающие термодинамич. и кинетич. свойства металлов при низких темп-рах ( $kT \ll \hbar\omega_D$ ), входит перенормированная Э. м., а в ф-лы, описывающие свойства металла при  $kT \gg \hbar\omega_D$ , а также оптич. свойства для частот  $\omega \gg \omega_D$ , — неперенормированная Э. м.

Понятие Э. м. обобщают для др. типов квазичастиц (*фононов, фотонов, экситонов* и др.). В теории *квантовой жидкости* для квазичастиц — *фермионов* с изотропным законом дисперсии Э. м. наз. отношением  $m = p_0/v_0$ , где  $p_0$  и  $v_0$  — абс. значения импульса и скорости квазичастиц при абс. нуле темп-ры, соответствующие *ферми-энергии*. Э. м. атома жидкого  $^3\text{He}$  равна  $3,08 m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного атома  $^3\text{He}$  (см. *Гелий жидкий*).

Лит. см. при ст. *Квазичастица*.

М. И. Казанов.

**ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА** звезды ( $T_e$ ) — параметр, характеризующий *светимость* звезды, т. е. полное кол-во энергии, излучаемое звездой в единицу времени. Э. т. связана со светимостью  $L$  и радиусом звезды  $R$  соотношением  $L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4$ , где  $4\pi R^2$  — площадь поверхности звезды. Т. о., Э. т. равна темп-ре абсолютно чёрного тела, с единицы поверхности к-рого в единицу времени (в соответствии со *Стефана — Больцмана законом излучения*) излучается энергия  $L/4\pi R^2$ .

Для расчёта  $T_e$  по приведённой ф-ле нужно знать значения  $L$  и  $R$ . Однако радиусы  $R$  найдены прямым путём (с помощью интерферометра или из наблюдений затменных *двойных звёзд*) лишь для немногих звёзд. Но даже для этих звёзд прямое определение Э. т. затруднено, т. к. для перехода от *видимой звёздной величины* к светимости необходимо знать не только расстояние до звезды, но и поправку, характеризующую разницу между полным излучением звезды и её излучением в видимой области спектра. Значит, трудность представляет также учёт поглощения УФ- и ИК-излучений звезды атмосферой Земли. Поэтому светимость звезды обычно находят по *видимой звёздной величине* посредством введения болометрич. поправок, к-рые для горячих звёзд вычисляют теоретически, а для холодных оценивают эмпирически. Из-за