

гии Ферми \mathcal{E}_F . Коэф. A_3 при этом порядка kT/\mathcal{E}_F , т. е. мал. При смешанной проводимости возникает биполярный вклад в Э. э., связанный с совместным движением электронов и дырок, и A_3 сильно возрастает ($\sim \mathcal{E}_g/kT$, где \mathcal{E}_g — ширина запрещённой зоны). В случае низких темп-р коэф. A_3 содержит вклад, связанный с эффектом увлечения электронов фононами, а в квантовых магн. полях он должен испытывать квантовые осцилляции.

Э. э. применяется в термозементах, основанных на эффекте Пельтье и используемых для термоэлектрич. охлаждения; приложение сильного магн. поля к термозементу из полупроводника с собств. проводимостью (напр., сплава Bi—Sb) обеспечивает высокую эффективность охлаждения за счёт большой величины A_3 .

Лит. см. при статьях *Термогальваномагнитные явления*, *Нернста* — *Эттингсхаузена эффект*. А. Э. Мейерович.

ЭФИР (греч. aithēr) мир о в ой — световой эфир, гипотетическая всепроникающая среда, к-рой наука прошлых столетий приписывала роль переносчика света и вообще эл.-магн. взаимодействий.

Первоначально Э. понимали как механич. среду, подобную упругому телу. Соответственно распространение световых волн уподоблялось распространению звука в упругой среде, а напряжённости электрич. и магн. полей отождествлялись с механич. натяжениями. Гипотеза механич. Э. встретила с большими трудностями. Так, поперечность световых волн требовала от Э. свойств абсолютно твёрдого тела, но в то же время полностью отсутствовало сопротивление Э. движению небесных тел. Трудности механич. интерпретации Э. привели в кон. 19 в. к отказу от создания его механич. моделей. Нерешённым оставался лишь вопрос об участии Э. в движении тел. Возникшие при этом трудности и противоречия были преодолены в созданной А. Эйнштейном спец. теории относительности, к-рая полностью сняла проблему Э., упразднив его (см. *Относительности теория*, *Электродинамика движущихся сред*).

С совр. точки зрения вакуум (вакуумное состояние) обладает нек-рыми свойствами обычной материальной среды. Однако его не следует путать с Э., от к-рого он принципиально отличается уже потому, что эл.-магн. поле является самостоятельным физ. объектом, не нуждающимся в спец. носителе.

Лит.: Борн М., Эйнштейновская теория относительности, пер. с англ., 2 изд., М., 1972.

ЭФФЕКТ КАЗИМИРА — совокупность физ. явлений, обусловленных специфической поляризацией вакуума квантованных полей вследствие изменения спектра нулевых колебаний в областях с границами и в пространствах с нетривиальной топологией. Предсказан Х. Казимиром в 1948 [1] на примере появления силы притяжения между двумя плоскопараллельными, нейтральными, идеально проводящими пластинами, помещёнными в вакууме на расстоянии a друг от друга. В результате обращения в нуль на пластинах тангенциальной составляющей электрич. поля нулевых колебаний в вакууме между пластинами возникает поляризац. энергия \mathcal{E} и, как следствие, на единицу их площади действует сила

$$F = -\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial a} = -\frac{\pi^2 \hbar c}{240 a^4}. \quad (1)$$

Для $a=0,5$ мкм $F \approx 0,2 \cdot 10^{-5}$ Н/см², что было подтверждено экспериментально М. Спарназем в 1958 [2]. Э. К. в областях с границами, обусловленный нулевыми колебаниями эл.-магн. поля, является предельным случаем ван-дер-ваальсовых сил (см. *Межатомное взаимодействие*, *Межмолекулярное взаимодействие*), когда расстояние между границами достаточно велико и становятся существенными эффекты запаздывания. Э. К. для квантованных полей с разным спином в областях с границами и в пространствах с нетривиальной топологией стал самостоятельной областью исследований и находит многочисл. приложения в физике элементарных частиц и космологии [3—5].

Квантовополевая теория Э. К. основана на изучении вакуумных средних тензора энергии-импульса T_{ik} рассматриваемого квантованного поля. В квантовой теории поля для неограниченного пространства Минковского с евклидовой топологией плотность энергии вакуума $\langle 0_M | \dots | 0_M \rangle$ полагают равной нулю, что сводится к изменению на $\hbar\omega/2$ начала отсчёта энергии каждой моды. Приписывание вакуумному состоянию нулевых значений *наблюдаемых* следует также из его инвариантности относительно группы Пуанкаре. При наличии граничных условий, связанных с конечностью объёма квантования или с его нетривиальной топологией (возникающей, напр., при отождествлении определ. точек), имеется бесконечный набор разл. вакуумных состояний $|0\rangle$ для разных объёмов или параметров топологич. склейки. Данные состояния переходят одно в другое при адиабатич. (без возбуждения квантов) изменении параметров системы (напр., значения a). Поэтому физически некорректно приписывать всем им наперёд заданное (нулевое) значение энергии, тем более что при наличии границ отсутствует пуанкаре-инвариантность. Основной характеристикой Э. К. является регуляризованный вакуумный тензор энергии-импульса:

$$\langle T_{ik} \rangle = \lim_{\alpha \rightarrow 0} [\langle 0 | T_{ik} | 0 \rangle_\alpha - \langle 0_M | T_{ik} | 0_M \rangle_\alpha],$$

где индекс α условно обозначает введение обрезывающей ф-ции под знаком расходящихся интегралов и сумм, обрабатываемой в единицу при $\alpha \rightarrow 0$. Независимость получаемых результатов от вида обрезывающей ф-ции доказывается с помощью быстроходящихся методов суммирования, напр. с помощью формулы Абеля — Плана:

$$\sum_{n=0}^{\infty} F(n) - \int_0^{\infty} F(t) dt = \frac{F(0)}{2} + i \int_0^{\infty} dt \frac{F(it) - F(-it)}{\exp 2\pi t - 1}. \quad (2)$$

В конкретных задачах сумма в левой части (2) выражает ср. значение тензора энергии-импульса по вакууму $|0\rangle$, а интеграл — по $|0_M\rangle$. Для аналогичных целей используются методы регуляризации с помощью обобщённой функции ζ Римана и Z-функции Эпштейна. Целый ряд методов разложения величины $\langle T_{ik} \rangle$ основан на ковариантном разложении аргументов в билинейной форме тензора энергии-импульса и анализе информации, содержащейся в *Грина функции* квантованного поля рассматриваемой конфигурации.

Применение перечисленных методов позволило вычислить вакуумную энергию \mathcal{E} и соответствующую силу Казимира в целом ряде случаев. Так, для эл.-магн. поля при наличии проводящей сферы радиуса a (Т. Бойер, Т. Вуег, 1968)

$$\mathcal{E} = 0,09235 \frac{\hbar c}{2a}, \quad F = 0,09235 \frac{\hbar c}{2a^2}.$$

В отличие от (1) для сферы $\mathcal{E} > 0$, что соответствует отталкиванию противоположных участков её поверхности. Для параллелепипеда знак \mathcal{E} зависит от соотношения длин его рёбер, и при выполнении определ. условий \mathcal{E} обращается в нуль (С. Г. Мамаев, Н. Н. Трунов, 1979). Прделаны также вычисления Э. К. для конфигурации двугранного угла, для спиного поля между проводящими пластинами, для полей с самодействием, для объёмов, ограниченных движущимися стенками; разработаны методы учёта неидеальности границ (получены поправки на конечность проводимости материала стенок [5], на шероховатости разных типов [6] и т. д.). Большое число результатов по вычислению Э. К. относится к пространствам с нетривиальной топологией. Так, для закрытых изотропных космологических моделей с масштабным фактором a (в них пространством является 3-сферой с топологией S^3) казимировская плотность энергии безмассовых скалярного и спиного полей даётся выражениями (Л. Форд, L. Ford, 1975)

$$\langle T_0^{(0)0} \rangle = \frac{\hbar c}{480\pi^2 a^4}, \quad \langle T_0^{(1/2)0} \rangle = \frac{17\hbar c}{960\pi^2 a^4}. \quad (3)$$