

В псевдоримановом пространстве общей теории относительности (ОТО) существуют Г. л. трёх типов: времениподобные ( $u^\mu u_\mu > 0$ ), изотропные, или нулевые ( $u^\mu u_\mu = 0$ ), и пространственноподобные ( $u^\mu u_\mu < 0$ ,  $\mu = 0, 1, 2, 3$ ). Временеподобные Г. л. являются м и р о в ы м и л и н и я м и пробных точечных частиц с отличной от нуля массой покоя, движущихся в гравитац. поле, определяющем метрику пространства-времени  $g_{\mu\nu}$ . Временеподобные Г. л. соответствуют максимуму длины кривой. Изотропные Г. л. соответствуют движению фотонов и др. безмассовых частиц. Пространственноподобные Г. л. не соответствуют движению реальных частиц, однако они важны для понимания геом. свойств самого пространства-времени. Второй член в ур-нии (2) для Г. л. в контексте ОТО можно интерпретировать как гравитац. силу, действующую на материальную точку. В силу эквивалентности тяготения и инерции эта величина не имеет тензорного характера и может быть обращена в нуль вдоль нек-рой кривой спец. выбором системы координат (свободно падающая система отсчёта). При этом взаимное положение двух близких Г. л. не зависит от системы координат и может быть использовано для описания «истинного» действия гравитац. поля. Для двух близких Г. л.  $x^\mu(s)$  и  $x^\mu(s) + \delta x^\mu(s)$  из (2) получим

$$\frac{D^2}{ds^2} \delta x^\mu = R^\mu_{\lambda\nu\tau} \delta x^\nu u^\lambda u^\tau,$$

где  $DA^\mu/ds = A^\mu_{;\lambda} u^\lambda$  — абс. производная,  $R^\mu_{\lambda\nu\tau}$  — кривизны тензор. Т. о., хотя свободно падающая в гравитац. поле частица покоится в падающей вместе с ней системе отсчёта, другая, близкая к ней частица движется относительно первой. Этот пример иллюстрирует локальный характер принципа эквивалентности сил тяготения и инерции.

Ряд свойств Г. л. в пространстве-времени ОТО удаётся получить, используя ур-ния Эйнштейна совместно с нек-рыми предположениями относительно свойств создающей гравитац. поле материи. Напр., если плотность энергии неотрицательна во всех физически допустимых системах отсчёта, то поперечное сечение пучка Г. л.  $S(\lambda)$  ( $\lambda$  — аффинный параметр вдоль пучка) удовлетворяет условию  $d^2 S^{1/2}/d\lambda^2 \leq 0$ . Отсюда следует, что если в нек-рой точке производная  $dS/d\lambda$  стала отрицательной, то через конечный промежуток значений  $\lambda$  сечение  $S$  обратится в нуль (фокальная точка). Подобные рассуждения лежат в основе т. н. теорем о сингулярностях Хокинга — Пенроуза.

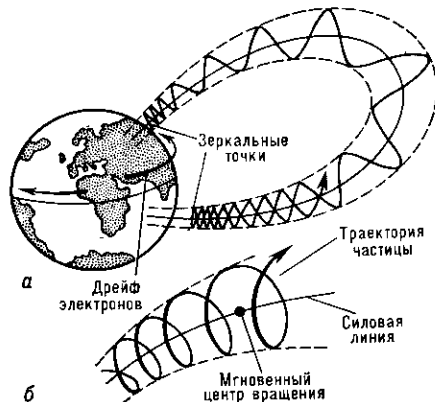
Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Громол Д., Клингенберг В., Мейер В., Риманова геометрия в целом, пер. с нем., М., 1971; Хокинг С., Эллис Дж., Крупномасштабная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977; Мизнер Ч., Торн К., Уилер Д. Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1—3, М., 1977; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1985; Кобаяси Ш., Номидзу К., Основы дифференциальной геометрии, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981. Д. В. Гальцов.

**ГЕОМАГНИТНАЯ ЛОВУШКА** — ловушка для заряж. частиц, образуемая магн. полем Земли. Возможность захвата заряж. частиц геомагн. полем была показана расчётами К. Стёрмера (K. Størmer, 1913) и Х. Альвена (H. Alfvén, 1950), но лишь эксперименты на ИСЗ подтвердили реальное существование Г. л. и показали, что она заполнена частицами высоких энергий (от неск. кэВ до сотен МэВ), образующими радиационные пояса Земли.

Силовые линии магнитного поля Земли имеют такую конфигурацию, что образуют адиабатич. магнитную ловушку для попавших на них заряж. частиц. Для заряженных частиц, движущихся в квазистационарных магн. полях, магн. момент движения  $\mu$  с хорошей точностью является адиабатич. инвариантом:  $\mu = mv^2 \sin \alpha / 2H = \text{const}$  ( $\alpha$  — угол между вектором скорости  $v$  частицы и направлением напряжённости  $H$  магн. поля, т. н. питч-угол). Это приводит к увеличению попереч-

ной составляющей скорости  $v_\perp = v \sin \alpha$ , когда частица попадает в область с возрастающей напряжённостью магн. поля, и уменьшению (при неизменной полной энергии частицы) продольной составляющей  $v_\parallel$ . В области, где поле усиливается, частица затормозится, а затем в точке, где  $v_\parallel = 0$ , отразится от т. н. магн. зеркала и будет двигаться к сопряжённой зеркальной точке Г. л.

Частицы, захваченные в Г. л., совершают колебат. движение из одного полушария в другое, двигаясь вдоль силовых линий, одновременно прецессируя вокруг них (см. Лармора прецессия) и дрейфуя по долготе из-за неоднородности геомагн. поля (рис.). Время колебаний частиц из Северного полушария в Южное и обратно



Движение заряженных частиц, захваченных в геомагнитную ловушку (а). Частицы движутся по спирали вдоль силовой линии магнитного поля Земли (б) и одновременно дрейфуют по долготе.

составляет от  $10^{-3}$  до  $10^{-1}$  с. За время своей жизни в захваченном состоянии (от одних суток до 30 лет) частицы совершают многие миллионы колебаний. Долготный дрейф происходит со значительно меньшей скоростью, при этом протоны и электроны дрейфуют в разные стороны. В зависимости от энергии частицы совершают полный оборот вокруг Земли за время от неск. мин до суток.

Из захваченного состояния частицы выходят вследствие разл. флуктуаций, к-рым подвержено магн. поле Земли: магнитные бури и др. возмущения, приводящие к нарушению первого инварианта движения и «сбросу» частиц в атмосферу Земли. Частицы с очень большим ларморовским радиусом имеют повышенную вероятность столкнуться с частицами атмосферы (ионосферы) Земли и также покинуть Г. л. Пополнение частиц радиационных поясов происходит как за счёт пост. захвата продуктов распада нейтронов (электронов, протонов), образованных космическими лучами в верх. атмосфере Земли, так и частиц солнечного ветра и ионосферы с последующим их ускорением при разл. возмущениях магн. поля.

Лит.: Арцимович Л. А., Элементарная физика плазмы, 3 изд., М., 1969; Тверской Б. А., Динамика радиационных поясов Земли, М., 1968; Хесс В., Радиационный пояс и магнитосфера, пер. с англ., М., 1972. Ю. И. Логачев.

**ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ АКУСТИКА** — упрощённая теория распространения звука, пренебрегающая дифракц. явлениями (см. Дифракция волн, Дифракция звука). В Г. а. звуковое поле представляют в виде лучевой картины, не зависящей от длины волны, и считают, что звуковая энергия распространяется вдоль каждой лучевой трубки независимо от остальных лучей; это даёт обратную пропорциональность между плотностью потока энергии вдоль луча и площадью поперечного сечения лучевой трубки. В однородных средах лучи — прямые линии, в неоднородных они искривляются (см. Рефракция звука).