

нии ( $\nabla T$  и  $1H$ ) не могут компенсировать друг друга. Это приводит к появлению поля  $E_{нз}^{\perp}$ , величина к-рого определяется из условия равенства 0 суммарного тока  $j = 0$ .

Величина поля  $E_{нз}^{\perp}$  зависит от  $\nabla T$ ,  $H$  и свойств вещества, характеризующихся коэф. Нернста—Эттингсхаузена  $N_1$ :

$$E_{нз}^{\perp} = N_1 \nabla T H.$$

В полупроводниках под действием  $\nabla T$  носители заряда разных знаков движутся в одну сторону, а в магн. поле отклоняются в противоположные стороны. В результате направление поля Нернста—Эттингсхаузена, создаваемого зарядами разного знака, не зависит от знака носителей. Это существенно отличает поперечный Н.—Э. э. от Холла эффекта, где направление поля Холла различно для зарядов разного знака.

Т. к. коэф.  $N_1$  определяется зависимостью времени  $\tau$  релаксации носителей от их энергии  $\mathcal{E}$ , то Н.—Э. э. чувствителен к механизму рассеяния носителей заряда. Рассеяние носителей заряда уменьшает влияние магн. поля. Если  $\tau \sim \mathcal{E}^r$ , то при  $r > 0$  горячие носители рассеиваются реже холодных и направление поля  $E_{нз}^{\perp}$  определяется направлением отклонения в магн. поле горячих носителей. При  $r < 0$  направление  $E_{нз}^{\perp}$  противоположно и определяется холодными носителями.

В металлах, где ток переносится электронами с энергией в интервале  $\sim kT$  вблизи Ферми поверхности, величина  $N_1$  задаётся производной  $\partial\tau/\partial\mathcal{E}$  на Ферми-поверхности  $\mathcal{E}_F = \text{const}$  (обычно у металлов  $N_1 > 0$ , но, напр., у меди  $N_1 < 0$ ).

Измерения Н.—Э. э. в полупроводниках позволяют определить  $r$ , т. е. восстановить ф-цию  $\tau(\mathcal{E})$ . Обычно при высоких темп-рах в области собств. проводимости полупроводника  $N_1 < 0$  из-за рассеяния носителей на оптич. фононах. При понижении темп-ры возникает область с  $N_1 > 0$ , соответствующая примесной проводимости и рассеянием носителей гл. обр. на фононах ( $r < 0$ ). При ещё более низких  $T$  доминирует рассеяние на ионизов. примесях с  $N_1 < 0$  ( $r > 0$ ).

В слабых магн. полях ( $\omega_c \tau \ll 1$ , где  $\omega_c$  — циклотронная частота носителей)  $N_1$  не зависит от  $H$ . В сильных полях ( $\omega_c \tau \gg 1$ ) коэф.  $N_1$  пропорц.  $1/H^2$ . В анизотропных проводниках коэф.  $N_1$  — тензор. На величину  $N_1$  влияют увлечение электронов фотонами (увеличивает  $N_1$ ), анизотропия Ферми-поверхности и др.

Продольный Н.—Э. э. состоит в возникновении электрич. поля  $E_{нз}^{\parallel}$  (разности потенциалов  $V_{нз}^{\parallel}$ ) вдоль  $\nabla T$  при наличии  $H \perp \nabla T$ . Т. к. вдоль  $\nabla T$  существует термоэлектрич. поле  $E^a = \alpha \nabla T$ , где  $\alpha$  — коэф. термоэлектрич. поля, то возникновение дополнит. поля вдоль  $\nabla T$  равносильно изменению поля  $E^a$  при наложении магн. поля:

$$E_{нз}^{\parallel} = E^a(H) - E^a(0) = N_{\parallel} \alpha H^2 \nabla T,$$

$$N_{\parallel} = \frac{\alpha(H) - \alpha(0)}{\alpha(0)H^2} = \frac{1}{H^2} \frac{\Delta\alpha}{\alpha(0)}.$$

Магн. поле, искривляя траектории электронов (см. выше), уменьшает их длину свободного пробега  $l$  в направлении  $\nabla T$ . Т. к. время свободного пробега (время релаксации  $\tau$ ) зависит от энергии электронов  $\mathcal{E}$ , то уменьшение  $l$  неодинаково для горячих и холодных носителей: оно меньше для той группы, для к-рой  $\tau$  меньше. Т. о., магн. поле меняет роль быстрых и медленных носителей в переносе энергии, и термоэлектрич. поле, обеспечивающее отсутствие переноса заряда при переносе энергии, должно измениться. При этом коэф.  $N_{\parallel}$  также зависит от механизма рассеяния носителей. Термоэлектрич. ток растёт, если  $\tau$  падает с ростом энергии носителей  $\mathcal{E}$  (при рассеянии носителей на акустич. фононах), или уменьшается, если  $\tau$  увеличивается

с увеличением  $\mathcal{E}$  (при рассеянии на примесях). Если электроны с разными энергиями имеют одинаковое  $\tau$ , эффект исчезает ( $N_{\parallel} = 0$ ). Поэтому в металлах, где диапазон энергий электронов, участвующих в процессах переноса, мал ( $\sim kT$ ),  $N_{\parallel}$  мало:  $N_{\parallel} \sim kT/\mathcal{E}_F \ll 1$ . В полупроводнике с двумя сортами носителей  $N_{\parallel} \sim \sim \mathcal{E}g/kT$ . При низких темп-рах  $N_{\parallel}$  может также возрастать из-за влияния увлечения электронов фононам. В сильных магн. полях полное термоэлектрич. поле в магн. поле «насыщается» и не зависит от механизма рассеяния носителей. В ферромагн. металлах Н.—Э. э. имеет особенности, связанные с наличием спонтанной намагниченности.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Цидильковский И. М., Термомагнитные явления в полупроводниках, М., 1960; Кондорский Е. И., К теории явления Нернста—Эттингсхаузена у ферромагнитных металлов, «ЖЭТФ», 1963, т. 45, с. 510; Киреев П. С., Физика полупроводников, 2 изд., М., 1975. М. С. Бреслер.

**НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД** — электрич. ток в газах, существующий при заданной разности потенциалов лишь при наличии внеш. ионизатора (см. *Электрические разряды в газах*).

**НЕСОРАЗМЕРНАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА** (несоизмеримая структура; др. названия: винтовая, спиральная, геликоидальная, длиннопериодическая, модулированная) — тип магн. упорядочения в кристаллах, при к-ром периоды магн. упорядочения хотя бы в одном направлении несоизмеримы с периодами кристаллич. решётки. Существование Н. м. с. связано с тем, что значения магн. периодов зависят от внеш. условий (темп-ры, давления и др.) и пробегают при изменении этих условий нек-рый непрерывный интервал значений как несоизмеримых, так и соизмеримых с периодами кристаллич. решётки (описание магн. структур, в т. ч. и Н. м. с., на языке волновых векторов  $k$  дано в ст. *Магнитная атомная структура*).

Причины возникновения Н. м. с. разл. типов состоят в конкуренции взаимодействий, стремящихся установить разл. соизмеримые магн. структуры (напр., ферромагнитные и антиферромагнитные). В частности, в металлич. магнетиках это находит своё выражение в спиральных структурах, обусловленных осциллирующим РККИ-обменным взаимодействием; в магнетиках с локализованными магн. моментами спиральная магн. структура часто реализуется в результате конкуренции обменных взаимодействий разных знаков между ближайшими и вторыми соседями (т. н. обменная спираль); встречаются и более сложные случаи обменно-релятивистских спиралей.

Типичное эксперим. проявление Н. м. с. — наличие на магн. нейтронограмме пары (или неск. пар) равноотстоящих слабых пиков-сателлитов, обрамляющих структурный брэгговский пик (см. *Магнитная нейтронография*). Расстояние же до сателлитов на нейтронограмме непосредственно связано с величиной магн. периода. В общем случае волновой вектор Н. м. с. можно представить в виде  $k = k_0 + \delta k$ , где  $|k_0| = 2\pi/na$  ( $n$  — целое число,  $a$  — постоянная решётки). Величина  $k_0$  определяет центр группы сателлитов, а  $\delta k$  зависит от темп-ры и является мерой удалённости сателлитов от центра.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Изюмов Ю. А., Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах, М., 1987. В. Е. Натш.

**НЕСОРАЗМЕРНАЯ СТРУКТУРА** — суперпозиция неск. периодич. структур, в к-рой хотя бы одно из отстоящих периодов разл. составляющих  $\lambda$  непрерывно зависит от внеш. условий, напр. темп-ры  $T$ . При непрерывном изменении  $T$  эта величина может «пробегать» иррациональные значения. Н. с. широко распространены в природе. Это нек-рые сегнетоэлектрики, пироэлектрики, интеркалированные соединения графита, адсорбир. монослои, несоизмеримые магнитные структуры и др.

Н. с. можно описывать как пространств. модуляцию («замороженную волну») нек-рого параметра, напр.