

описываемого Ван-дер-Ваальса уравнением: для реальных газов Б. — М. з. выполняется приближённо — тем лучше, чем дальше состояние газа от критического. **БОКОВЫЕ ЧАСТОТЫ** — частоты спектра *модулированного колебания*, лежащие по обе стороны от несущей частоты ω_0 . В случае *амплитудной модуляции* гармонич. модулирующее колебание частоты Ω образует две Б. ч. $\omega_0 \pm \Omega$. Если спектр модулирующего сигнала занимает диапазон частот от Ω_1 до Ω_2 , то возникают две полосы Б. ч. Верх. полоса представляет собой спектр модулирующего сигнала, сдвинутой на ω_0 в область высоких частот и занимающей интервал от $\omega_0 + \Omega_1$ до $\omega_0 + \Omega_2$, ниж. полоса — обращённый спектр, сдвинутый на ω_0 в область высоких частот и расположенный в диапазоне от $\omega_0 - \Omega_2$ до $\omega_0 - \Omega_1$; ниж. полоса является зеркальным отображением верхней относительно ω_0 .

При синусоидальной частотной модуляции образуются 2 полосы Б. ч., каждая содержит помимо Б. ч. $\omega_0 \pm \Omega$ дополнит. Б. ч. $\omega_0 \pm k\Omega$, соответствующие гармоникам модулирующей частоты $k\Omega$ при $k=2, 3, \dots$. Ширина полосы зависит от величины $\beta = \Delta\omega/\Omega$, называемой индексом модуляции, где $\Delta\omega$ — амплитуда изменения частоты, т. е. девиация частоты. При $\beta \ll 1$ полосы частот амплитудно- и частотно-модулированных сигналов одинаковы. При больших β полная ширина полосы для частотной модуляции составляет $\sim 2(\Delta\omega + \Omega)$. Эта полоса шире, чем при амплитудной модуляции.

Индекс фазовой модуляции равен макс. отклонению фазы $\Delta\phi$, др. соотношения при синусоидальной фазовой модуляции остаются такими же, как и при частотной.

Лит. см. при ст. *Модулированные колебания*.

БОЛОМЕТР (от греч. *bolé* — бросок, луч и *metréō* — измеряю) — тепловой неселективный приёмник излучения, основанный на изменении электрич. сопротивления термочувствит. элемента из металла, полупроводника или диэлектрика при его нагревании вследствие поглощения измеряемого потока излучения. Б. используется для измерения суммарной мощности излучения, а в сочетании со спектр. прибором — для определения спектр. состава излучения. Введением красителей в органич. плёнку, наносимую на поглощающий слой, или с помощью внеш. оптич. фильтров Б. может быть превращён в селективный приёмник. Термочувствит. элемент металл. Б. представляет собой (толщина 0,1—1,0 мкм) металл (Pt, Ni, Au, Bi), поверхность к-рого покрыта слоем черни для улучшения поглощения в широкой области спектра. В полупроводниковых Б. используют окислы Mn, Ni, Co, а также плёнки из Ge и Si. Б. включают по мостовой схеме, в два плеча к-рой включены два одинаковых термочувствит. элемента: один — рабочий, другой — компенсационный для устранения влияния темп-ры окружающей среды на балансировку моста.

Относит. изменение сопротивления чувствит. элемента Б. $\Delta R/R$ при изменении его темп-ры на величину ΔT описывается приближённым равенством $\Delta R/R = \beta \Delta T$, где β — температурный коэф. сопротивления; для большинства металлов $\beta = T^{-1}$; для полупроводников $\beta = -3 \cdot 10^3 T^{-2}$. Как приёмник оптич. излучения Б. характеризуется чувствительностью или коэф. преобразования, выражаемым в В/Вт; порогом чувствительности или пороговым потоком — миним. потоком, при к-ром сигнал близок или равен шумам Б., и постоянной времени, характеризующей время установления стационарного режима. Металлич. Б. ($\beta \approx 0,5\%$ на 1 К), работающие без охлаждения, при собственном $R=5-50$ Ом имеют чувствительность $\sim 5-10$ В/Вт, пороговый поток $\sim 10^{-10}-10^{-9}$ Вт/Гц^{1/2} и постоянную времени $2 \cdot 10^{-1}$ с. Полупроводниковые Б. применяют как без охлаждения ($\beta \approx 4,2\%$ на 1 К), так и при глубоком охлаждении до 1,5—4 К; их типичные параметры: собственное $R=1-10$ МОм, чувствительность 50—5000 В/Вт, пороговый поток порядка $10^{-11}-10^{-10}$ Вт/Гц^{1/2}, постоянная времени 0,1—5 мс. Поро-

говый поток полупроводниковых Б. изменяется приблизительно $\sim \sqrt{s}$, где s — площадь чувствит. площадки. Уменьшение размеров площадки затрудняет фокусировку излучения на ней. Для преодоления этого затруднения созданы иммерсионные Б., у к-рых чувствит. элемент находится в *оптическом контакте* с линзой, имеющей большой показатель преломления. Это позволяет эффективно фокусировать излучение на приёмной площадке размеров до 0,01 мм² и тем самым снизить величину порогового потока. Сверхпроводниковые Б., работающие при глубоком охлаждении (3—15 К), основаны на резком изменении сопротивления при переходе нек-рых металлов и полупроводников от нормального к сверхпроводящему состоянию. В переходном диапазоне темп-р, составляющем доли градуса, температурный коэф. резко возрастает ($\beta \approx 5000\%$ на 1 К), что приводит к увеличению чувствительности Б. В качестве материалов для таких Б. применяют Sn, Ta, Pt, сплав ниобия с оловом, а также нитрид ниобия. Пороговый поток и постоянная времени сверхпроводниковых Б. составляют соответственно $3 \cdot 10^{-11}-5 \cdot 10^{-14}$ Вт/Гц^{1/2} и $10^{-4}-10^{-3}$ с (см. *Сверхпроводниковые приёмники излучения*).

Б. широко применяются в измерит. и лазерной технике как приёмники ИК-излучения.

Лит.: Марков М. Н., Приёмники инфракрасного излучения, М., 1968; Криксунов Л. З., Справочник по основным инфракрасной техники, М., 1978; Справочник по лазеру, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978.

Л. Н. Капорский.

БОЛОМЕТРИЧЕСКАЯ ПОПРАВКА — разность между болометрич. и визуальной *звёздными величинами*.

БОЛЬЦМАНА ПОСТОЯННАЯ (k) — одна из фундамент. констант; равна отношению универсальной газовой постоянной R к *Авогадро постоянной* N_A . Назв. в честь Л. Больцмана (L. Boltzmann). Б. п. входит в ряд важнейших соотношений физики: в ур-ние состояния идеального газа, в *Больцмана распределение*, выражение для ср. энергии теплового движения частиц, Б. п. связывает *энтропию* физ. системы с термодинамич. вероятностью её состояния. Б. п. $k=1,380662(44) \times 10^{-23}$ Дж/К (на 1984). Это значение получено на основе данных о R и N_A .

БОЛЬЦМАНА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — статистически равновесная ф-ция распределения $f(p, r)$ по импульсам p и координатам r частиц (атомов, молекул) идеального газа, к-рые подчиняются классич. механике и находятся во внеш. потенциальном поле (см. *Статистическая физика*):

$$f(p, r) = A \exp \left\{ -\frac{p^2/2m + U(r)}{kT} \right\}, \quad (1)$$

где $p^2/2m$ — кинетич. энергия частицы с массой m , $U(r)$ — её потенциальная энергия во внеш. поле, T — абс. темп-ра газа. Постоянная A определяется из условия, что суммарное число частиц по всем возможным состояниям равно полному числу частиц N в системе (условие нормировки).

Б. р. есть следствие *Больцмана статистики* идеального газа, находящегося во внеш. потенциальном поле [Л. Больцман (L. Boltzmann), 1868—71]. Частным случаем Б. р. при $U(r)=0$ является *Максвелла распределение* частиц по скоростям.

В свою очередь Б. р. может быть получено из *Гиббса распределения* для газа, в к-ром взаимодействием частиц можно пренебречь.

Ф-цию распределения (1) иногда наз. распределением Максвелла — Больцмана, а распределением Больцмана — ф-цию распределения (1), проинтегрированную по всем импульсам частиц. Она характеризует плотность числа частиц в точке r :

$$n(r) = n_0 \exp \{ -U(r)/kT \}, \quad (2)$$

где n_0 — плотность числа частиц, соответствующая точке, в к-рой $U(r)=0$. Отношение плотностей числа