Г. ф. при $|z|<1$ можно представить с помощью гипергеом. ряда (ряда Гаусса)

$$u_1(z)=F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)=1+\frac{\alpha\beta}{\gamma}\frac{z}{1!}+$$

$$+\frac{(\alpha+1)(\beta+1)}{(\gamma+1)}\frac{z^2}{2!}+\ldots=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(\alpha)_n(\beta)_n}{(\gamma)_n}\frac{z^n}{n!},$$

где

$$(a)_n\equiv a(a+1)\ldots(a+n-1)=\Gamma(a+n)/\Gamma(a).$$

Основное интегральное представление

$$F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)=\frac{\Gamma(\gamma)}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\gamma-\alpha)}\int_0^1 t^{\alpha-1}(1-t)^{\gamma-\alpha-1}(1-zt)^{-\beta}dt$$

при $Re\gamma>Re\alpha>0$ определяет однозначную ф-цию, регулярную во всей плоскости z с разрезом вдоль вещественной оси при $z\geqslant1$. Справедлива ф-ла дифференцирования:

$$\frac{d}{dz}F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)=\frac{\alpha\beta}{\gamma}F(\alpha+1,\ \beta+1;\ \gamma+1;\ z).$$

Любые три ф-ции $F(\alpha_i,\ \beta_i;\ \gamma_i;\ z)$, $i=1,\ 2,\ 3$, в случае, когда $\alpha_i-\alpha_k$, $\beta_i-\beta_k$, $\gamma_i-\gamma_k$ — целые числа, связаны между собой соотношением

$$\sum_{i=1}^{3}C_i(z)F(\alpha_i,\ \beta_i;\ \gamma_i;\ z)=0,\text{ где } C_i(z) —$$

нек-рые полиномы по z. Существуют также функциональные соотношения, напр.

$$F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)=F(\beta,\ \alpha;\ \gamma;\ z),$$

$$F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)=(1-z)^{\gamma-\alpha-\beta}F(\gamma-\alpha,\ \gamma-\beta;\ \gamma;\ z).$$

Если α или β — нуль или целое отрицат. число, то Г. ф. превращается в полином, к-рый с точностью до пост. множителя совпадает с полиномом Якоби (см. *Ортогональные полиномы*). Через Г. ф. выражаются многие элементарные и спец. ф-ции, напр. сферич. ф-ции, эллиптич. интегралы и т. д. (см. также *Вырожденная гипергеометрическая функция*). Г. ф. находят применение в квантовой механике, теории волн и др. областях. Второе линейно независимое решение ур-ния (*) при $\gamma\neq0,\ \pm1,\ \pm2,\ \ldots$ можно записать след. образом:

$$u_2(z)=z^{1-\gamma}F(\alpha-\gamma+1,\ \beta-\gamma+1;\ 2-\gamma;\ z).$$

Обобщённая гипергеом. ф-ция задаётся т. н. обобщённым гипергеом. рядом

$$_pF_q(\alpha_1,\ \alpha_2,\ \ldots,\ \alpha_p;\ \gamma_1,\ \gamma_2,\ \ldots,\gamma_q;\ z)=$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(\alpha_1)_n(\alpha_2)_n\ldots(\alpha_p)_n}{(\gamma_1)_n(\gamma_2)_n\ldots(\gamma_q)_n}\frac{z^n}{n!}.$$

В этих обозначениях $F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)={}_2F_1(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z)$. Существуют обобщения Г. ф. на случай многих переменных.

Лит.: Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., т. 1, 2 изд., М., 1973; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984; Справочник по специальным функциям, пер. с англ., М., 1979.

ГИПЕРЗАРЯ́Д (Y) — одна из характеристик адронов, принадлежащих заданному изотопическому мультиплету, определяющая отклонение величины электрич. заряда (Q) каждого адрона мультиплета от значения третьей проекции *изотопического спина* (I_3). Это свойство Г. находит отражение в ф-ле Гелл-Мана — Нишиджимы: $Q=I_3+{}^1/_2Y$. Поскольку для каждого изомультиплета $\sum I_3=0$, можно также сказать, что $Y=2\langle Q\rangle$, где $\langle Q\rangle$ — ср. электрич. заряд частиц данного изомультиплета. Через внутр. квантовые числа адронов Г. выражается след. образом: $Y=B+S+C-b+t$, где B — барионный заряд, S — странность, C — *очарование*, b — *красота*, t — аддитивное квантовое число, связанное с t-кварками.

Иногда при описании кварков и лептонов, классифицируемых по значениям слабого изоспина I^w, используется термин слабый гиперзаряд Y^w. Он играет ту же роль в обобщении ф-лы Гелл-Мана — Нишиджимы: $Q=I_3^w+{}^1/_2Y^w$, что и обычный Г., однако, в отличие от последнего, слабый Г. является источником *калибровочного поля*, участвующего в *электрослабом взаимодействии*. Значения Y^w связаны со знаком *спиральности* лептонов и кварков. Для всех поколений левых (L) лептонов $Y^w=-1$ (т. к. $I_L^w={}^1/_2$), для всех поколений левых кварков $Y^w={}^1/_3$; для правых (R) лептонов и кварков всех поколений $Y^w=2Q$ (т. к. $I_R^w=0$). *А. А. Комар.*

ГИПЕРЗВУ́К — *упругие волны* с частотами от 10^9 до 10^{12}—10^{13} Гц. По физ. природе Г. ничем не отличается от звуковых и УЗ-волн. Благодаря более высоким частотам и, следовательно, меньшим, чем в области УЗ, длинам волн значительно более существенными становятся взаимодействия Г. с квазичастицами в среде — с электронами проводимости, тепловыми фононами, магнонами и др. Г. также часто представляют как поток квазичастиц — *фононов*.

Область частот Г. соответствует частотам эл.-магн. колебаний дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов (т. н. сверхвысоким частотам). Частота 10^9 Гц в воздухе при нормальном атм. давлении и комнатной темп-ре должна соответствовать длине волны Г. $3{,}4\cdot10^{-5}$ см, т. е. одного порядка с длиной свободного пробега молекул в воздухе при этих условиях. Однако упругие волны могут распространяться в среде только при условии, что их длина волны заметно больше длины свободного пробега частиц в газах или больше межатомных расстояний в жидкостях и твёрдых телах. Поэтому в газах (в частности, в воздухе) при нормальном атм. давлении гиперзвуковые волны распространяться не могут. В жидкостях затухание Г. очень велико и дальность распространения мала. Сравнительно хорошо Г. распространяется в твёрдых телах — монокристаллах, особенно при низких темп-рах. Но даже в монокристалле кварца, отличающемся малым затуханием в нём упругих волн, продольная гиперзвуковая волна с частотой $1{,}5\cdot10^9$ Гц, распространяющаяся вдоль оси кристалла при комнатной темп-ре, ослабляется по амплитуде в 2 раза, пройдя расстояние всего в 1 см. В монокристаллах сапфира, ниобата лития, железоиттриевого граната затухание Г. меньше, чем в кварце; напр., в ниобате лития Г. ослабляется в 2 раза на расстоянии 15 см.

Природа гиперзвука. Существует Г. теплового происхождения и искусственно возбуждаемый. Тепловые колебания атомов или ионов, составляющих кристаллич. решётку, можно рассматривать как совокупность продольных и поперечных плоских упругих волн самых разл. частот, распространяющихся по всем направлениям (см. *Колебания кристаллической решётки*). Эти волны наз. дебаевскими волнами или тепловыми фононами; в области частот 10^9—10^{13} Гц их рассматривают как Г. теплового происхождения. Гиперзвуковые тепловые фононы в кристалле имеют широкий спектр частот, тогда как искусственно получаемый Г. может иметь высокую степень монохроматичности. В жидкостях флуктуации плотности, вызываемые тепловым движением молекул, также удобно представить как результат наложения плоских упругих волн, распространяющихся во всех направлениях. Т. о., тепловое движение непрерывно «генерирует» Г. как в твёрдых телах, так и в жидкостях.

До того как стало возможным получать Г. искусств. путём, изучение Г. в жидкостях и твёрдых телах проводилось гл. обр. оптич. методом (рассеяния света на Г. теплового происхождения). Было обнаружено, что рассеяние света в оптически прозрачной среде проис-