часть К. с. л., соответствующую $|\omega-\omega_0|\sim\delta\omega$, и крылья спектральной линии, где $\omega<\omega_1$ и $\omega>\omega_2$.

К. с. л. определяется механизмом уширения (рис. 1). При ударном и радиационном уширениях получается лоренцевский К. с. л., для к-рого распределение интенсивности $g(\omega)$, нормированное на единицу $\left[\int g(\omega)\,d\omega=1\right]$, имеет вид

$$g_L(\omega)=\frac{\Gamma}{2\pi}\frac{1}{(\omega-\omega_0-\Delta)^2+\Gamma^2/4}, \qquad (1)$$

где $\delta\omega=\Gamma$, а Δ — сопровождающий уширение сдвиг линии. При доплеровском уширении (см. *Доплера эффект*) возникает гауссов К. с. л.:

$$g_D(\omega)=\frac{1}{\sqrt{\pi}\,\Delta\omega_D}\exp\left[-\left(\frac{\omega-\omega_0}{\Delta\omega_D}\right)^2\right];\ \delta\omega=2\sqrt{\ln 2}\,\Delta\omega_D. \qquad (2)$$

Здесь $\Delta\omega_D=\omega_0 v_0/c$ — полуширина спектральной линии при условии $I(\omega_1)=I(\omega_2)=I_{\text{макс}}(\omega)\cdot e^{-1}$, $v_0=\sqrt{2kT/M}$ — наиболее вероятная скорость, M —

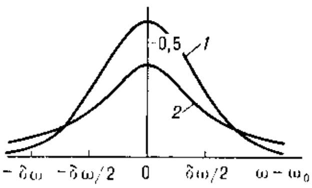

Рис. 1. Нормированные на единицу гауссов (1) и лоренцевский (2) К. с. л. с одинаковыми ширинами $\delta\omega$.

масса атома. При одновременном статистически независимом действии гауссова и лоренцевского типов уширения К. с. л. описывается свёрткой (1) и (2) (контур Фойгта):

$$g(\omega)=\int g_D(\omega-x)\,g_L(x)\,dx. \qquad (3)$$

Если $\Delta\omega_D\ll\Gamma$, то контур (3) близок к лоренцевскому. При $\Delta\omega_D\gg\Gamma$ центр. часть имеет гауссову форму, а в далёких крыльях $g(\omega)\approx(\Gamma/2\pi)(\omega-\omega_0)^{-2}$.

Исследование формы К. с. л. используется для определения физ. характеристик излучающих и поглощающих объектов. Форма К. с. л. оптически тонкого объекта определяется доплеровским уширением и взаимодействием излучающих атомов с окружающими частицами. В разреженных газах и плазме К. с. л. гауссов, при умеренных давлениях — лоренцевский (для нейтральных газов — вплоть до давлений в неск. дес. атмосфер, в плазме — для линий атомов и ионов низкой кратности, кроме водородоподобных, при плотности электронов $N_e\sim10^{16}-10^{17}$ см$^{-3}$). При высокой плотности газов и плазмы К. с. л. часто обладает нек-рой асимметрией — имеет квазистатич. крыло. Иногда квазистатич. крыло ярко выражено, в др. же крыле, вследствие снятия запрета по чётности под действием плазменных микро-

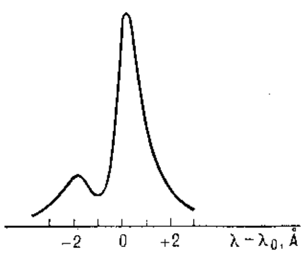

Рис. 2. Контур линии 4471 Å атома гелия (переход 2^3P-4^3D) в плазме с $N_e=3\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, $T=10\,000$ К.

полей, возникает «запрещённая» компонента (рис. 2). Форма обоих крыльев линий водорода определяется в основном квазистатич. механизмом уширения. В далёких крыльях К. с. л. проявляется характер взаимодействия частиц на близких расстояниях и может возникать сложная структура, в частности могут появляться линии-сателлиты вследствие образования молекулярных состояний и молекулярных комплексов. В плазменных объектах при наличии развитой турбулентности К. с. л. может иметь структуру масштаба ионно-звуковой и плазменной частот.

В оптически толстых объектах значит. влияние на К. с. л. оказывает перенос излучения. В простейшем случае однородного плоского слоя вещества, находящегося в состоянии *локального термодинамического равновесия*, К. с. л. испускания определяется ф-лой

$$I(\omega)=I_{\Pi}(\omega)\left(1-e^{-k_\omega L}\right), \qquad (4)$$

где $I_{\Pi}(\omega)$ — спектральное распределение интенсивности излучения абсолютно чёрного тела (см. *Планка закон излучения*), k_ω — коэф. поглощения, L — толщина слоя; аналогичной (4) ф-лой даётся спектральное распределение мощности, поглощённой в слое. Если внеш. слои оптически плотного излучающего объекта имеют более низкую темп-ру, то в центре К. с. л. возникает провал, обусловленный самообращением спектральной линии. Провал в центре К. с. л. может также образоваться и в оптически толстой линии однородного объекта в том случае, когда населённость возбуждённого уровня энергии атома много меньше населённости этого уровня при локальном термодинамич. равновесии при данной темп-ре. В оптически плотном объекте при больших градиентах скорости макроскопич. движения перенос излучения и доплеровский сдвиг частоты могут привести к образованию на К. с. л. сателлитной структуры.

Лит.: Иванов В. В., Перенос излучения и спектры небесных тел, М., 1969; Ленг К., Астрофизические формулы, пер. с англ., ч. 1, М., 1978; Грим Г., Уширение спектральных линий в плазме, пер. с англ., М., 1978. *Е. А. Юков.*

КОНТУРНЫЙ ИНТЕГРАЛ — интеграл, в к-ром интегрирование производится по контуру (кривой) в n-мерном комплексном или вещественном пространстве. Различают два типа К. и.— интегралы от скалярных ф-ций и интегралы от векторных ф-ций. К первому из них относятся интегралы вида $\int_\gamma f(P)\,ds$, где γ — гладкий (или кусочно гладкий) контур в n-мерном вещественном пространстве, $P=(x_1, \ldots, x_n)$ — точка в этом пространстве, $f(P)$ — ф-ция, заданная на γ, ds — элемент длины γ. Если контур γ задан параметрически ур-ниями $x_1=x_1(t), \ldots, x_n=x_n(t)$, где параметр t меняется в пределах от a до b $(a<b)$, то

$$\int_\gamma f(P)\,ds=\int_a^b f[x_1(t), \ldots, x_n(t)]\times$$
$$\times\sqrt{\left[\frac{dx_1(t)}{dt}\right]^2+\ldots+\left[\frac{dx_n(t)}{dt}\right]^2}\,dt.$$

К К. и. этого типа сводятся нахождение длины кривой, вычисление массы материальной кривой по её плотности, нахождение её центра инерции и т. д.

К К. и. второго типа относятся интегралы вида

$$\int_\gamma [f_1(P)\,dx_1+\ldots+f_n(P)\,dx_n],$$

где $f_1(P), \ldots, f_n(P)$ — n ф-ций, заданных на контуре γ. Если, как и выше, контур γ задан параметрически, то

$$\int_\gamma f_1(P)\,dx_1+\ldots+\int_\gamma f_n(P)\,dx_n=\int_a^b\Big[f_1\{x_1(t), \ldots, x_n(t)\}\times$$
$$\times\frac{dx_1(t)}{dt}+\ldots+f_n\{x_1(t), \ldots, x_n(t)\}\frac{dx_n(t)}{dt}\Big]\,dt.$$

Значения интегралов в правой части не зависят от выбора параметризации контура γ, сохраняющей направление его обхода. При изменении направления обхода К. и. второго типа (в отличие от К. и. первого типа) меняет знак. К таким К. и. сводится задача о вычислении работы силового поля при перемещении точки вдоль кривой. Если контур γ замкнут, то К. и. второго типа сводится к интегралу по двумерной поверхности, натянутой на этот контур (см. *Грина формулы*, *Гаусса — Остроградского формула*, *Стокса формула*).