обнаружен во мн. органич. кристаллах (напр., TTF—TCNQ) или трихалькогенидах (TaS_3). Известны К. с., к-рые являются пайерлсовскими диэлектриками уже при $T=300$ К, напр. полиацетилен. В то же время нек-рые К. с. со слабой анизотропией остаются металлами при всех темп-рах и могут переходить в сверх-

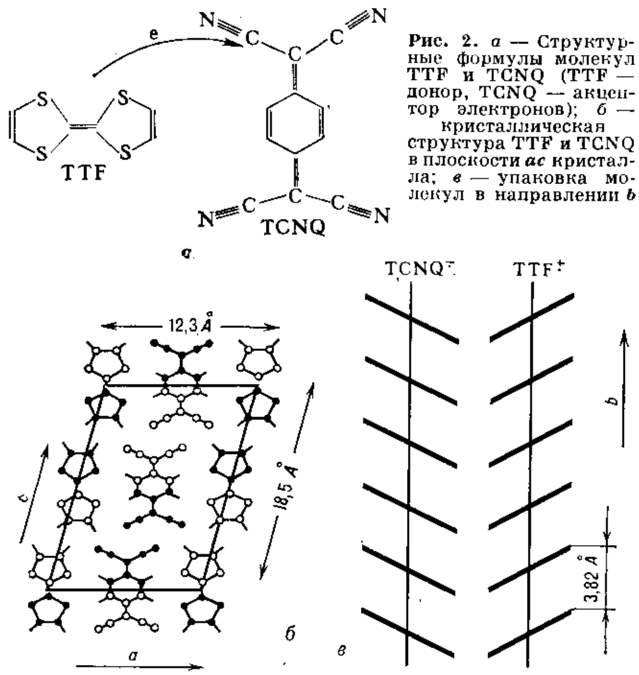

Рис. 2. *а* — Структурные формулы молекул TTF и TCNQ (TTF — донор, TCNQ — акцептор электронов); *б* — кристаллическая структура TTF и TCNQ в плоскости *ac* кристалла; *в* — упаковка молекул в направлении *b*.

проводящее состояние при охлаждении. К таким системам относятся *органические сверхпроводники*, напр. $(TMTSF)_2ClO_4$, $(SN)_x$, $TaSe_3$.

В К. с. обнаружены солитоны. Такие возбуждения присущи пайерлсовским диэлектрикам и были обнаружены впервые в полиацетилене. Они могут нести заряд без спина или спин без заряда (топологич. солитон). В пайерлсовских диэлектриках наблюдается проводимость, связанная с движением *волны зарядовой плотности* в сильном электрич. поле. Проводимость такого типа сопровождается генерацией низкочастотного шума.

Лит.: Овчинников А. А., Украинский И. И., Квенцель Г. Ф., Теория одномерных моттовских полупроводников и электронная структура длинных молекул с сопряжёнными связями, «УФН», 1972, т. 108, в. 1; Булаевский Л. Н., Структурный (пайерлсовский) переход в квазиодномерных кристаллах, там же, 1975, т. 115, в. 2; Силиньш Э. А., Тауре Л. Ф., Органические полупроводники, М., 1980; Gruner G., Charge density wave transport in linear chain compounds, «Comments on Solid State Phys.», 1983, v. 10, p. 183.

Л. Н. Булаевский.

КВАЗИОПТИКА — асимптотич. метод для описания дифракции коротких волн в системах, размеры к-рых d существенно превышают длину волны λ. К. уточняет *геометрической оптики метод* в окрестностях каустик и фокусов, в зонах полутени, при описании широких волновых пучков и т. п.

Обособившись сначала в самостоят. раздел электродинамики, К. в дальнейшем приобрела универсальный характер как метод, пригодный для волн любой природы и в любом диапазоне, если только выполнен необходимый критерий её применимости: $d \gg \lambda$.

К. имеет дело с описанием волновых полей, характеризующихся разл. масштабами изменения комплексной лучевой амплитуды в направлении локального волнового вектора и в перпендикулярном направлении. В отличие от геом. оптики, описывающей распространение волн в каждой лучевой трубке независимо, К. учитывает эффекты поперечной диффузии лучевой амплитуды в смежные лучевые трубки, т. е. по фронтам распространяющихся волн.

Волновые пучки. Простейшей моделью К. является монохроматич. параксиальный волновой пучок в однородной среде, образуемый соседними зонами полутени при дифракции плоской волны на большом (в масштабе λ) отверстии в непрозрачном экране (рис. 1). Такой пучок в случае скалярного поля можно описать ф-цией

$$u = A\,(x,\ y,\ z)\exp(-ikz + i\omega t), \qquad (1)$$

где медленная амплитуда $A\ (x,\ y,\ z)$ меняется в масштабах $\lambda_\perp \gg \lambda$ по x, y и $\lambda_\parallel = k\lambda_\perp^2 \gg \lambda_\perp$ — по z, $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$. Подстановка (1) в волновое ур-ние

$$\Delta u - c^{-2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0$$

и пренебрежение членом $\partial^2 A/\partial z^2$, имеющим по отношению к др. слагаемым порядок $(k\lambda_\perp)^{-2} \ll 1$, приводят к параболич. ур-нию

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2ik}\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right), \qquad (2)$$

описывающему поперечную диффузию комплексной лучевой амплитуды. Ур-ние (2) сходно с ур-нием Шрёдингера в квантовой механике. В теории эл.-магн.

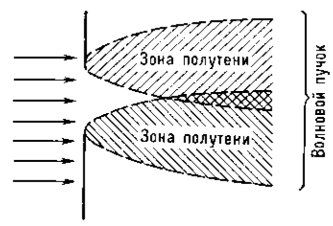

Рис. 1. Формирование волнового пучка при дифракции плоской волны на большом отверстии.

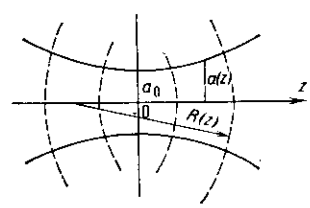

Рис. 2. Гауссов пучок.

поля оно впервые было получено М. А. Леонтовичем в 1944 и носит его имя. Мнимость коэф. диффузии $D = (2ik)^{-1}$ в (2) означает, что диффузия амплитуды сопровождается изменением фазы (см. *Леонтовича параболическое уравнение*).

Решение параболич. ур-ния (2), описывающее амплитуду $A\ (x,\ y,\ z)$ по её значению $A\ (x,\ y,\ 0)$ в сечении $z=0$, можно представить в виде

$$A\,(x,\ y,\ z) = \frac{ik}{2\pi z}\iint\limits_S A\,(x',\ y',\ 0)\times$$
$$\times\exp\left\{-ik\,\frac{(x-x')^2+(y-y')^2}{2z}\right\}dx'\,dy' \qquad (3)$$

(дифракция Френеля).

Важным классом решений ур-ния (2) являются гауссовы пучки, моды к-рых имеют автомодельный характер, т. е. сохраняют с точностью до масштаба свою структуру в разных сечениях $z=\mathrm{const}$. Осн. гауссов пучок (рис. 2) описывается ф-цией

$$A_{00}\,(x,\ y,\ z) = A_0\left[1 - \frac{iz}{ka^2(z)}\right]^{-1}\times$$
$$\times\exp\left\{-\frac{x^2+y^2}{2a^2(z)} + ik\,\frac{x^2+y^2}{2R(z)}\right\}, \qquad (4)$$

где A_0 — амплитуда пучка, $a(z) = a_0\left(1 + z^2/z_\text{д}^2\right)^{1/2}$ — радиус пучка, $R(z) = -z - z_\text{д}^2/z$ — радиус кривизны его фазового фронта, a_0 — радиус пучка в сечении $z=0$. Величину $z_\text{д} = ka_0^2$ наз. дифракц. длиной пучка; на расстоянии $z = z_\text{д}$ радиус пучка равен $a_0\sqrt{2}$, а радиус кривизны фазового фронта минимален: $|R(z_\text{д})| = 2z_\text{д}$. Геом. расходимость $\theta_\text{г} = a(z)/|R(z)|$ и дифракц.