Квантовое число n соответствует, т. о., главному квантовому числу нерелятивистской теории. Уровни энергии в релятивистском случае классифицируются, как и в нерелятивистской теории, путём задания n, j и квантового числа орбитального момента l. В табл. приведены первые четыре уровня:

Обозначение уровня	n	l	j	$\mathcal{E}_{nj}$
$1S_{1/2}$ . . .	1	0	$1/2$	$m\sqrt{1-(Z\alpha)^2}$
$2S_{1/2}$ . . .	2	0	$1/2$	$m\sqrt{\dfrac{1+\sqrt{1-(Z\alpha)^2}}{2}}$
$2P_{1/2}$ . .	2	1	$1/2$	$m\sqrt{\dfrac{1+\sqrt{1-(Z\alpha)^2}}{2}}$
$2P_{3/2}$ . .	2	1	$3/2$	$\dfrac{m}{2}\sqrt{4-(Z\alpha)^2}$

Разность уровней $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ (тонкое расщепление уровней) обусловлена спин-орбитальным взаимодействием (22). Уровни $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$, отличающиеся чётностью и обладающие одними и теми же значениями n и j, оказываются в теории Дирака вырожденными. Учёт эффектов *квантовой электродинамики* приводит к тому, что это вырождение снимается, при этом уровень $2S_{1/2}$ лежит выше уровня $2P_{1/2}$. Этот т. н. *лэмбовский сдвиг* уровней измерен на опыте и находится в блестящем согласии с предсказаниями квантовой электродинамики.

Лит.: Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Бьёркен Д. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978. *С. М. Биленький.*

ДИРА́КА ФУ́НКЦИЯ — см. *Дельта-функция.*

ДИРИХЛЕ́ ЗАДА́ЧА — задача о нахождении решения *Лапласа уравнения* $\Delta u=0$ или *Пуассона уравнения* $\Delta v=-f$ в области G (внутренняя Д. з.) или вне её (внешняя Д. з.), принимающего на границе S области G заданные непрерывные значения u_0. Д. з. исследована К. Гауссом (C. Gauß) в 1840 и П. Г. Л. Дирихле (P. G. L. Dirichlet) в 1850. Для внешней Д. з. требуется, чтобы решение на ∞ стремилось к 0 в трёхмерном ($n=3$) и было ограниченным в двумерном ($n=2$) случаях. Д. з. ур-ния Пуассона связана с Д. з. ур-ния Лапласа подстановкой $v(x)=u(x)-V(x)$, где при $n=3$ $V(x)=(4\pi)^{-1}\int f(y)|x-y|^{-1}dy$ — объёмный, а при $n=2$ $V(x)=\int f(y)\ln|x-y|dy$ — логарифмический потенциалы (в обоих случаях удовлетворяется ур-ние $\Delta V=-f$), а граничное условие Д. з. меняется очевидным образом. Внешняя Д. з. сводится к внутренней преобразованием Кельвина: переходом к новым координатам $x\to x'=xR^2/|x|^2$ и новой ф-ции $u(x)\to u'(x')=u(R^2x'/|x'|^2)(R/|x'|)^{n-2}$. Координаты x и x' симметричны относительно сферы радиуса R с центром в нуле.

Решение Д. з. существует, единственно и непрерывно зависит от граничных условий для достаточно гладкой границы S [в частности, для S, задаваемой в окрестности каждой своей точки x_0 ур-нием $\varphi(x)=0$ с условием, что $\partial\varphi/\partial x\neq 0$, а $\varphi(x)$ непрерывна вместе со своими производными]. Для внутренней Д. з. ур-ния Пуассона решение даётся ф-лой:

$$v(x)=-\int_S u_0(y)\,(\partial G(x,\,y)/\partial n_y)\,dS_y+\int G(x,\,y)\,f(y)\,dy,$$

где n_y — внеш. нормаль к поверхности S в точке y, а $G(x,y)$ — *Грина функция* Д. з., являющаяся решением ур-ния $\Delta_x G(x,y)=-\delta(x-y)$, обращающимся в 0 на S. Ф-ция Грина Д. з. интерпретируется как потенциал эл.-статич. поля, создаваемого внутри заземлённой проводящей поверхности S зарядом $(4\pi)^{-1}$, находящимся в точке y. Для границ S, обладающих достаточно широкой симметрией, ф-ция Грина Д. з. строится методом отражений: как линейная комбинация потенциалов, создаваемых зарядами в точке y и точках, симметричных y относительно поверхности S. В двумерном случае полезен переход от координат $x=(x_1,\,x_2)$ к комплексной координате $z=x_1+ix_2$. Тогда ф-цию Грина строят при помощи *конформного отображения* области G на стандартную область, напр. круг.

Лит.: Соболев С. Л., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1966; Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 4 изд., М., 1973; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981. *В. П. Павлов.*

ДИСКЛИНА́ЦИИ (от греч. dys- — приставка, означающая разделение, разъединение и klínō — наклоняю) — протяжённые дефекты в средах, обладающих упорядочением нек-рого аксиального вектора $\boldsymbol{l}$; вектора — директора — в *жидких кристаллах*, вектора *антиферромагнетизма* — в антиферромагнетиках и т. п. Д. возникают в результате нарушения симметрии векторного поля и участвуют в создании текстуры в средах. Простейшие Д. образуются в нематических жидких кристаллах и антиферромагнетиках с анизотропией типа плоскости лёгкого намагничения, когда вектор $\boldsymbol{l}$ расположен в плоскости и его ориентация определяется одним углом φ в этой плоскости относительно осей координат (фазой). В таких средах Д.— линейные дефекты, перпендикулярные выделенной плоскости. При обходе вокруг Д. фаза получает приращение $\delta\varphi=m\pi$, где $m=\pm1,\,\pm2,\,\ldots$, наз. силой Д. или индексом Франка. На рис. 1 изображены линии, параллельные $\boldsymbol{l}$ вблизи Д. с малыми индексами Франка. Д. в нематич. жидких кристаллах видны в поляризац. микроскопе. Если Д. выходят нормально к поверхности плоского препарата, в скрещённых николях они видны как тёмные пятна с отходящими от них 2 ($m=\pm1$) или 4 ($m=\pm2$) тёмными ветвями.

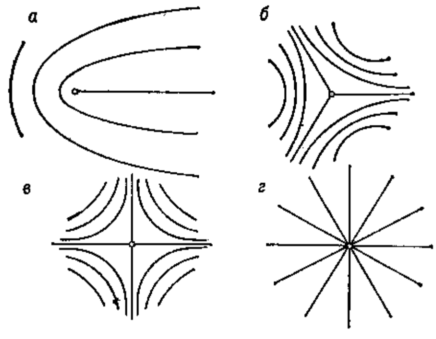

Рис. 1. Дисклинации в нематическом жидком кристалле: *а* — $m=1$; *б* — $m=-1$; *в* — $m=-2$; *г* — $m=2$.

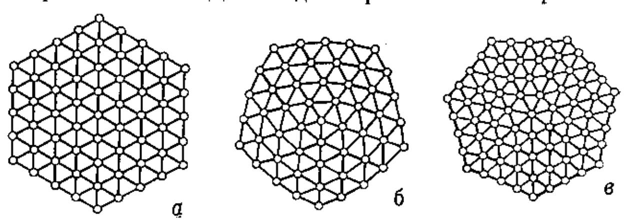

Рис. 2. Клиновые 60-градусные дисклинации в гексагональном кристалле: *а* — идеальная структура; *б* — дисклинация с $m=1$; *в* — дисклинация с $m=-1$; $n=6$.

В твёрдых кристаллах Д. связывают с нарушением симметрии направлений вектора, соединяющего ближайшие эквивалентные атомы. Если атомная структура в нек-рой кристаллографич. плоскости обладает осью симметрии порядка n (n=3,4,6; см. *Симметрия кристаллов*), то при обходе вокруг т. н. клиновой Д.