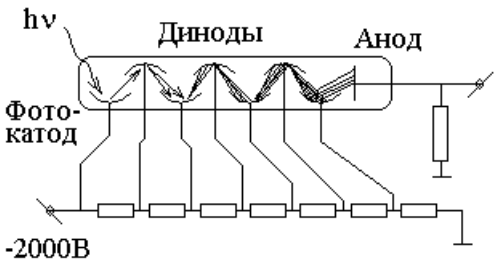
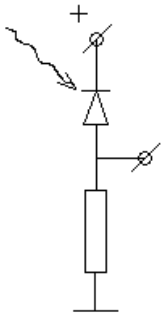
<u>Экзамен. Приемники света: фоторезистор, фотодиод, ФЭУ, лавинный фотодиод</u> <u>(продолжение)</u>**<u>.</u>**

ФЭУ.



Фотон выбивает электрон из фотокатода. Электрон ускоряется электрическим полем между фотокатодом и ближайшим динодом. Ускоренный полем электрон выбивает несколько электронов из ближайшего динода. Эти несколько электронов ускоряются электрическим полем к следующему диноду. Каждый из этих электронов выбивает несколько электронов из очередного динода, и так далее. Лавина примерно из 10^6 электронов достигает анода и формирует импульс тока и напряжения на резисторе, подключенном к аноду.

Лавинный фотодиод включают аналогично одному из вариантов включения обычного фотодиода,



но в случае лавинного фотодиода напряжение питания почти равно напряжению пробоя фотодиода. Под действием кванта света в *p-n* переходе образуется пара электрон-дырка. Электрон ускоряется в *p-n* переходе приложенным электрическим полем, по пути сталкивается с электронами других атомов и формирует лавину из выбитых электронов и дырок. Эта лавина создает импульс тока. Ток создает падение напряжения на резисторе. На время импульса тока напряжение на лавинном фотодиоде уменьшается ниже напряжения пробоя. Лавина прекращается. Характерный размер лавины — 30 электронов на один фотон.

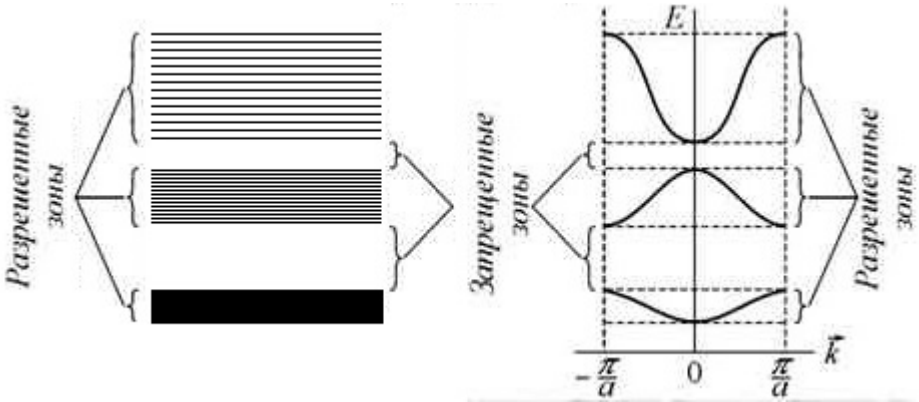
<u>Факультативно. Светодиод.</u>

Если к диоду приложить отпирающее напряжение, то через диод пойдет ток. При этом электроны и дырки проходят через *p-n* переход и оказываются в чужом для себя полупроводнике, где они являются неосновными носителями тока. Встречаясь с основными носителями, они рекомбинируют. Энергия рекомбинации может выделиться либо в виде теплоты, либо в виде излучения фотона. Это и есть излучение светодиода.

Можно сказать, что любой диод является светодиодом, но одни диоды излучают очень слабо с низким КПД (коэффициентом полезного действия), а другие излучают хорошо.

Хорошо излучают прямозонные диоды, а плохо — непрямозонные. Здесь речь идет о запрещенной зоне полупроводника. Уровни энергии, например, зоны проводимости можно изображать не только в виде горизонтальных отрезков, но и в виде зависимости энергии электрона от его волнового вектора, как это изображено на следующем рисунке. Дело в том, что электрон в твердом теле распространяется, как волна (волна де Бройля), переходя от одного атома твердого тела к другому атому. В вакууме длина волны де Бройля $\lambda = \frac{h}{mV}$. При этом импульс электрона $p = mV = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k$. Такая же связь импульса и волнового числа справедлива для фотона $p = mV = mc = \frac{mc^2}{c} = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu}{\lambda\nu} = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k$ и для любой другой частицы, рассматриваемой как волна де Бройля. В вакууме через импульс свободного электрона можно выразить его кинетическую энергию $E_{кин} = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$. Можно сказать, что каждому уровню энергии энергетической зоны соответствует свое дискретное значение вектора $\vec{k}$. В полупроводниковом кристалле импульс электрона невозможно измерить, поэтому в полупроводнике говорят только о квазиимпульсе $\vec{p} = \hbar\vec{k}$.

Встречные волны де Бройля образуют стоячую волну. Пучности стоячей волны могут по-разному располагаться относительно потенциальных ям твердого тела. В результате зависимость полной энергии от импульса становится более сложной $E_{полн} \neq \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$. С учетом этой зависимости энергетическую зону вместо горизонтальных отрезков (в левой части следующего рисунка) можно изобразить функцией $E(k)$ (в правой части рисунка), где к кинетической энергии электрона в твердом теле добавлена потенциальная энергия его взаимодействия с ионами атомарной решетки твердого тела. В простейшем одномерным случае с периодом решетки *a* эта замена выглядит примерно так:



http://dssp.petrsu.ru/p/tutorial/ftt/Part9/part9_2_1.htm

Пусть верхняя энергетическая зона на левом рисунке — это зона проводимости. Под ней после запрещенной зоны находится валентная зона. В валентной зоне проводимость осуществляется дырками (дырочная проводимость). Энергетически выгодна малая скорость дырки, то есть малая скорость дырки соответствует минимальной энергии. Дырка — это недостаток электрона, поэтому электрон с малой скоростью в валентной зоне имеет максимальную энергию.

Наиболее вероятное состояние в валентной зоне — дырки с нулевой скоростью. Тогда зависимость энергии от импульса электрона — парабола ветвями вниз.

Переход электрона с вершины валентной зоны на дно зоны проводимости соответствует переходу с одним и тем же значением $k = 0$ для обоих уровней. Этот случай соответствует так называемому прямозонному полупроводнику (слева на следующем рисунке).

Для трехмерной структуры кристалла зависимость энергии электрона от его волнового вектора будет трехмерной и может быть гораздо более сложной.

В трехмерном полупроводнике зависимость энергии от импульса различная в разных направлениях. Электрон — это волна де Бройля. В полупроводнике образуется стоячая волна, пучности которой могут совпадать с потенциальными ямами для электрона. Полная энергия электрона с такой длиной волны может быть меньше, чем полная энергия электрона с нулевым импульсом и нулевым волновым числом. В результате получается так называемый непрямозонный полупроводник (на рисунке справа).

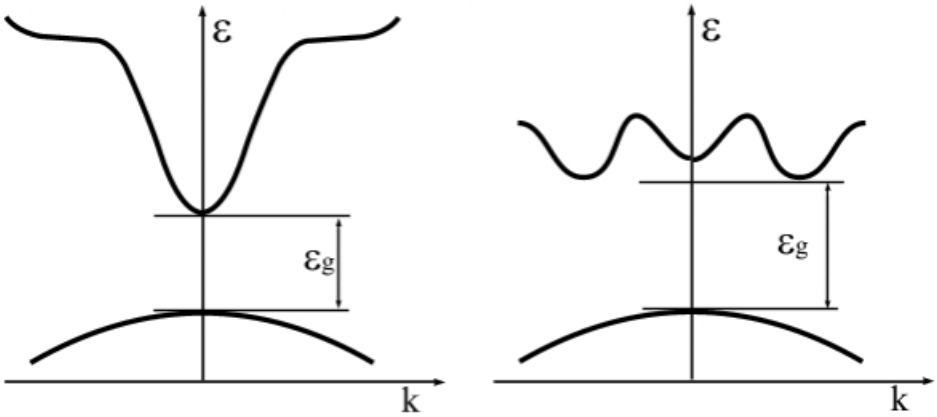
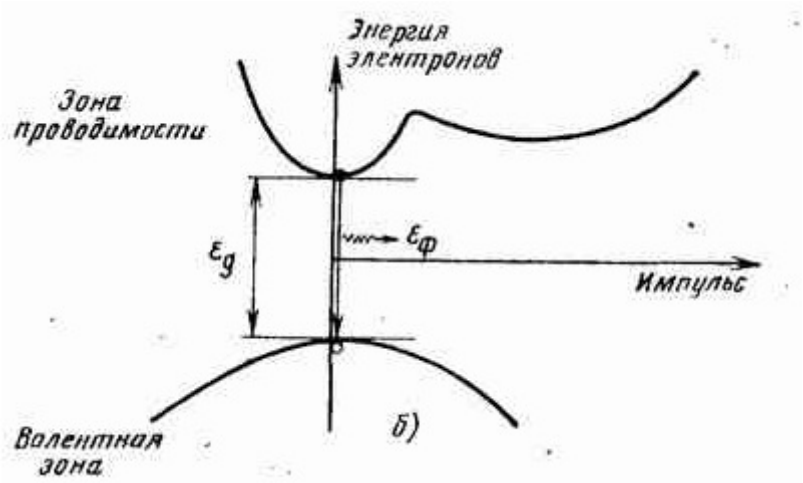


Рис.3а. Прямозонный полупроводник (GaAs, InAs, InP и т.п.)

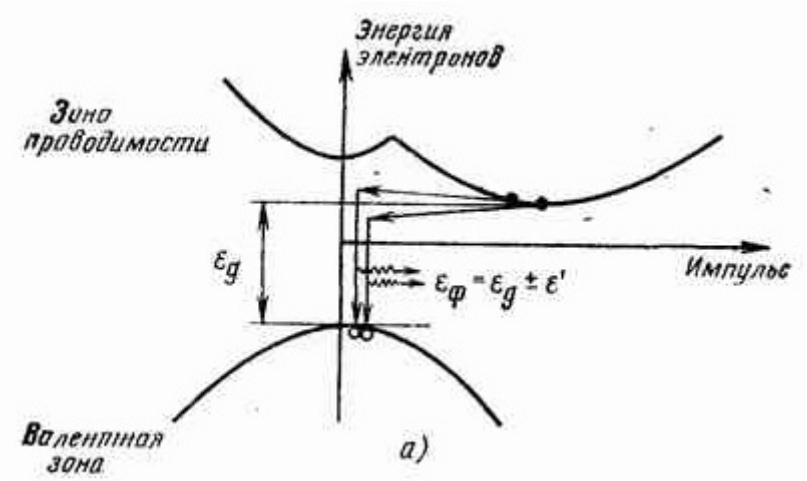
Рис.3б. Непрямозонный полупроводник (Ge, Si, GaP и т.п.)

В прямозонном полупроводнике при переходе электрона со дна зоны проводимости на вершину валентной зоны не изменяется волновой вектор электрона и соответственно не изменяется его импульс, оставаясь около нулевого значения.



http://sci.alnam.ru/book_opt.php?id=53

В непрямозонном полупроводнике при переходе электрона со дна зоны проводимости на вершину валентной зоны изменяется волновой вектор и импульс электрона $\vec{p} = \hbar\vec{k}$.



http://sci.alnam.ru/book_opt.php?id=53

Импульс фотона $p = \dfrac{h\nu}{c} = \hbar k$ очень мал, изменение импульса электрона гораздо больше импульса фотона, поэтому его нельзя передать фотону. Если импульс электрона изменяется, то одновременно с излучением фотона нужно передать изменение импульса электрона волне групповых колебаний атомов в полупроводнике — так называемому оптическому фонону с противофазным колебанием соседних атомов.

Вероятность перехода электрона с одновременной передачей импульса оптическому фонону ультразвуковой волны в непрямозонном полупроводнике

гораздо меньше, чем вероятность перехода с передачей энергии и импульса фотону в прямозонном полупроводнике. Поэтому прямозонные полупроводники являются хорошими светодиодами, а непрямозонные — плохими.

Германий Ge и кремний Si — непрямозонные полупроводники, поэтому они не используются в качестве светодиодов. Прямозонные полупроводники GaAs (галлий-арсеникум — арсенид галлия), InSb (индий-стибиум (сурьма) — антимонид индия) используются в полупроводниковых лазерах. О полупроводниковых лазерах речь пойдет ниже. В качестве доноров при формировании проводимости GaAs используются химические элементы VI группы — Se, Te. В качестве акцепторов применяют химические элементы II группы — Zn, Cd.

Экзамен. Полупроводниковые лазеры. Управление частотой генерации полупроводникового лазера.

Если у светодиода отполировать две параллельные грани, так чтобы плоскость *p-n* перехода была перпендикулярна отполированным граням, то получится полупроводниковый лазер. Отполированные грани при этом играют роль зеркал лазера.

Если пропустить электрический ток через диод в прямом направлении, то электроны и дырки проходят через *p-n* переход и рекомбинируют в чужом для них полупроводнике. Электроны при этом находятся около дна зоны проводимости, а дырки — около вершины валентной зоны. Рекомбинация электрона и дырки — это просто переход электрона со дна зоны проводимости на вершину валентной зоны. В соответствии с распределением Больцмана по энергиям электроны в обеих зонах стараются занять наиболее низкие уровни энергии, поэтому уровни энергии на дне зоны проводимости всегда заняты, а уровни на вершине валентной зоны всегда свободны. То есть между этими уровнями образуется инверсия заселенностей. Инверсия велика, поэтому большое усиление света. Большое усиление означает, что любые зеркала, в частности отполированные грани полупроводника, будут вносить потери меньшие, чем усиление лазерной среды.

Факультативная вставка.

Длины волн излучения некоторых лазеров можно посмотреть здесь:

	Средний инфракрасный
1540 нм	Er:стекло, Er:кристаллы
	Ближний инфракрасный
1152 нм	He-Ne
1090 нм	Ar
1060-1064 нм	Nd:стекла, Nd:кристаллы
1064 нм	Nd:YAG, Nd:YVO4
700-1000 нм	Ti:сапфир
780-980 нм	лазерные диоды GaAs, GaAlAs, InGaAs
848 нм	лазерные мыши
808 нм	лазерный диод накачки DPSS
780 нм	**лазерный диод от привода CD**
	Красный
694 нм	рубин (только импульсный)
630-680 нм	лазерные диоды на InGaAlP
650 нм	**Лазерная указка, лазер от привода DVD**
635 нм	дорогие лазерные диоды
632,8 нм	He-Ne
	Оранжевый
627 нм	пары Au
615 нм	He-Hg
612 нм	He-Ne
	Желтый
594 нм	He-Ne
578 нм	пары Cu
564 нм	He-Hg
	Зеленый
543 нм	He-Ne
532 нм	**удвоенный Nd:YAG или Nd:YVO4, DPSS, зеленые указки**
514.5 нм	Ar
511 нм	пары Cu
520нм	зеленые лазерные диоды (новая разработка)
	Голубой
501,7 н	Ar
496,5 нм	Ar
488,0 нм	Ar
476,5 нм	Ar
	Синий
473 нм	Nd:YAG или Nd:YVO4, DPSS (только импульсный или квазинепрерывный)
457,9 нм	Ar
445 нм	лазерный диод InGaN
442 нм	He-Cd
	Фиолетовый
416 нм	Kr
405 нм	лазерный диод InN, Blu-Ray, фиолетовая указка
	Ультрафиолетовый
337,1 нм	N_2, воздух (только импульсный)
325 нм	He-Cd

http://laserforum.ru/index.php?topic=106.0

Наиболее распространены полупроводниковые лазеры в виде лазерной указки. Кратко обсудим некоторые из них.

Обычные кремниевые диоды непрямозонные, и лазеры на них не получаются. Хорошим прямозонным полупроводником является кристалл GaAs. Интересно, что кристалл полупроводника AlAs имеет тот же вид кристаллической решетки и почти то же самое расстояние между атомами кристалла. Это позволяет заменять в кристалле GaAs некоторые атомы Ga на атомы Al. При этом сохраняется правильная структура кристалла, но увеличивается ширина запрещенной зоны. Ширина запрещенной зоны определяет частоту генерации лазера $\Delta E = h\nu$. В результате в зависимости от концентрации атомов Al можно получить генерацию на разных длинах волн. Вместо атомов Al можно добавить атомы In.

780-980 нм: GaAs, GaAlAs, InGaAs.

808 нм. Мощный полупроводниковый лазер.

Формально длина волны этого лазера находится за пределами видимого диапазона длин волн (400 нм — 700 нм), но глаз видит мощный лазерный луч, как слабый красный. Этот лазер используется в качестве оптической накачки лазерной среды других твердотельных лазеров (Diode-pumped solid-state laser, DPSS). В 4-х уровневой схеме поглощение излучения этого лазера переводит атомы усиливающей свет среды другого лазера с уровня 1 на уровень 4. Оптическая накачка вместо рассмотренного нами ранее разряда в газе.

630-680 нм: InGaAlP с разными концентрациями.

650 нм. Это самый дешевый и самый распространенный красный лазер (лазер с излучением в красном диапазоне спектра), который обычно используется в качестве лазерной указки.

589 нм и 593.5 нм. Желтые лазерные указки относительно дорогие и маломощные (подробнее в следующем вопросе).

532 нм. Зеленая лазерная указка (подробнее в следующем вопросе).

445нм. Синий лазер (лазерная указка) InGaN.

405нм. Фиолетовый лазер (лазерная указка) InN.

Конец факультативной вставки.

Частотой генерации полупроводникового лазера управляют изменением температуры кристалла и изменением силы тока через кристалл. Длину волны генерации полупроводниковых лазеров (кроме зеленого и желтых) можно изменять на пару нанометров, нагревая или охлаждая лазер.

При нагревании лазерного кристалла длина волны генерации лазера увеличивается. Дело в том, что с увеличением температуры $T \nearrow$ увеличивается амплитуда колебания атомов, и в тот момент, когда соседние атомы оказываются ближе друг к другу, электронам соседних атомов становится легче меняться местами. Возрастает частота обменных переходов электронов между потенциальными ямами соседних атомов. Эта частота равна частотному расщеплению соседних уровней энергии в энергетической зоне. Возрастает частотное расщепление уровней энергии, возрастает ширина энергетической зоны, сокращается энергетический зазор между зонами. То есть уменьшается ширина запрещенной зоны $\Delta E \searrow$. Уменьшение ширины запрещенной зоны

уменьшает частоту генерации лазера $\Delta E = h\nu$. Соответственно, увеличивается длина волны света $\lambda\nu = \frac{c}{n}$:

$$T \nearrow \longrightarrow \Delta E \searrow \longrightarrow \nu \searrow \longrightarrow \lambda \nearrow .$$

Температурное управление длиной волны (частотой) генерации полупроводникового лазера очень медленное. Быстро изменять частоту генерации можно изменением величины тока через полупроводниковый диод, так как при изменении силы тока эффективная температура изменяется прямо внутри *p-n* перехода. Если ток через лазерный *p-n* переход модулировать с частотой даже в несколько гигагерц, то излучение лазера будет частотно модулировано этой же частотой.

<u>Экзамен. Полупроводниковые лазеры с нелинейным кристаллом.</u>

Генерация зеленого света с длиной волны 532 нм.

Мощный лазерный диод с длиной волны 808 нм создает оптическую накачку для лазера с длиной волны 1064 нм. Активной средой этого лазера является стекло с примесью атомов неодима Nd, между уровнями которого создается инверсия заселенности. Длина волны излучения зеленого лазера получается в результате удвоения частоты на нелинейном кристалле 1064 нм / 2 = 532 нм.

<u>Факультативная вставка.</u>

Для более дорогих и качественных лазеров вместо стекла используется кристалл иттрий-алюминиевого граната $Y_3Al_5O_{12}$ опять же с примесью атомов Nd. Излучение лазера пропускают через оптически нелинейный кристалл (титанила-фосфата калия $KTiOPO_4$, сокращённо KTP), на котором происходит удвоение частоты лазера.

Явление удвоения частоты относится к нелинейной оптике.

<u>Конец факультативной вставки.</u>

Можно сказать, что удвоение частоты в кристалле происходит в результате поглощения двух фотонов с длиной волны 1064 нм и излучения вместо них одного фотона 532 нм с энергией равной сумме энергий двух фотонов. Частота света удваивается, длина волны — уполовинивается.

Это же явление можно описать с волновой точки зрения без рассмотрения фотонов. Поляризация среды пропорциональна напряженности электрического поля $P = \chi E$, но это только в слабом поле. В сильном поле зависимость нелинейная и ее можно разложить в ряд Тейлора

$$P = \chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \ldots$$

Подставим световое поле $E = E_0 \cos(\omega t)$ во второе слагаемое суммы и получим

$$\chi_2 E^2 = \chi_2 E_0^2 \cos^2(\omega t) = \frac{1}{2}\chi_2 E_0^2 + \frac{1}{2}\chi_2 E_0^2 \cos(2\omega t).$$

Таким образом, в поляризации среды появляется слагаемое на удвоенной частоте. Поляризация — это объемная плотность дипольного момента. То есть

диполи среды осциллируют не только на частоте вынуждающего поля, но и на удвоенной частоте. Осциллирующие диполи излучают свет с этой удвоенной частотой (излучают вторую гармонику).

К нелинейной оптике относится также генерация суммарной частоты при сложении двух сильных световых полей разных частот. В частности по такой схеме происходит генерация желтых полупроводниковых лазеров.

Суммарная частота (в других случаях — разностная частота), подобно генерации второй гармоники, возникает за счет слагаемого $\chi_2 E^2$ в поляризации среды:

$$\chi_2 E^2 = \chi_2 \left(E_{01} \cos(\omega_1 t) + E_{02} \cos(\omega_2 t) \right)^2 =$$
$$= \chi_2 \left(E_{01}^2 \cos^2(\omega_1 t) + 2E_{01}E_{02} \cos(\omega_1 t)\cos(\omega_2 t) + E_{02}^2 \cos^2(\omega_2 t) \right)$$
$$2\chi_2 E_{01}E_{02} \cos(\omega_1 t)\cos(\omega_2 t) = \chi_2 E_{01}E_{02} \cos\left((\omega_1 + \omega_2)t\right) + \chi_2 E_{01}E_{02} \cos\left((\omega_1 - \omega_2)t\right)$$

<u>Факультативная вставка.</u>

В лазере на неодимовом стекле кроме генерации с длиной волны 1064 нм возникают более слабые генерации с длинами волн 1319 нм и 1342 нм. Длина волны желтого лазера получается по следующей схеме $808\,нм \xrightarrow[\text{оптическая накачка}]{} \begin{Bmatrix} 1064\,нм \\ 1342\,нм \end{Bmatrix} \xrightarrow[\text{сложение частот}]{} 593.5\,нм$. Энергия одного фотона 1064 нм в сумме с энергией одного фотона 1342 нм дает энергию одного фотона 593.5 нм. Аналогично $808\,нм \to \begin{Bmatrix} 1064\,нм \\ 1319\,нм \end{Bmatrix} \to 589\,нм$.

<u>Конец факультативной вставки.</u>

Длины волн лазера на атомах Nd определяются уровнями энергии атома и от температуры не зависят. Соответственно, длину волны генерации зеленого лазера и желтых лазеров не удается изменять при изменении температуры лазера.

<u>Экзамен. Центр инверсии. Хиральность. Оптическая активность.</u>

Казалось бы, при изменении знака напряженности электрического поля световой волны знак наведенной полем поляризации просто изменится без изменения модуля поляризации. То есть зависимость поляризации среды от напряженности светового поля — нечетная функция даже в случае нелинейной зависимости. Это в свою очередь означает, что в ряду Тейлора для поляризации должны остаться только слагаемые с нечетными степенями. На нечетных степенях косинуса основной частоты удвоенная частота не образуется.

Можно доказать, что эти рассуждения справедливы только в том случае, если среда обладает центром инверсии. Центр инверсии — это такая точка, что если в эту точку поместить начало координат, то при изменении знака радиус-вектора любого атома получается радиус-вектор другого такого же атома. Преобразование инверсии — замена $\vec{r}$ на $-\vec{r}$. Существуют кристаллы, у которых нет центра инверсии. Если кристалл обладает хиральностью, то это

гарантирует отсутствие центра инверсии кристалла и дает возможность генерации второй гармоники на нем.

Хиральность предмета означает, что при зеркальном отражении предмета получается другой предмет, который никакими поворотами нельзя совместить с первым предметом. Рука человека хиральна. Хиральны кристаллы кварца, сахара, ниобата лития $LiNbO_3$ и др. Преобразование инверсии эквивалентно повороту на 180^0 и отражению в зеркале перпендикулярном оси поворота, поэтому хиральные кристаллы (после отражения получается другой кристалл) не имеют центра инверсии, следовательно, они пригодны для генерации второй гармоники.

Факультативная вставка.

При распространении в кристалле линейно поляризованного света перед поляризацией как бы стоит вопрос, а не повернуться ли несколько вокруг луча в ту или иную сторону. В хиральном кристалле право и лево неравноправны, поэтому происходит поворот плоскости поляризации света. Можно сказать, что хиральность кристалла, в котором право и лево неравноправны, означает его некоторую спиральность.

Конец факультативной вставки.

Поворот плоскости поляризации в среде называют явлением естественной оптической активности.