

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 меньше, 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

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).

445 нм. Синий лазер (лазерная указка) InGaN.

405 нм. 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 можно изменять на пару нанометров, нагревая или охлаждая лазер. Исключением являются лазерные указки излучения зеленого и желтого света, где генерация возникает не на полупроводниковых уровнях энергии, а на уровнях атома неодима Nd.

При нагревании полупроводникового 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 уровней энергии, а ширина энергетического зазора между зонами уровней сокращается. 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. Так если ток через лазерный p - n переход модулировать с частотой даже в несколько гигагерц, то излучение лазера будет частотно модулировано этой же частотой.

Экзамен. Твердотельные лазеры с нелинейным кристаллом.

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 $1064 \text{ нм} / 2 = 532 \text{ нм}$. Удвоение частоты, оно же генерация второй гармоники, относится к эффектам нелинейной оптики.

Факультативная вставка.

Для более дорогих и качественных лазеров вместо стекла используется кристалл иттрий-алюминиевого граната $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ опять же с примесью атомов Nd. Излучение лазера пропускают через оптически нелинейный кристалл (титанила-фосфата калия KTiOPO_4 , сокращённо КТР), на котором происходит удвоение частоты лазера.

Явление удвоения частоты относится к нелинейной оптике.

Конец факультативной вставки.

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 (нелинейная оптика) и ее можно разложить в ряд Тейлора

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

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:

$$\begin{aligned} \chi_2 E^2 &= \chi_2 (E_{01} \cos(\omega_1 t) + E_{02} \cos(\omega_2 t))^2 = \\ &= \chi_2 (E_{01}^2 \cos^2(\omega_1 t) + 2E_{01}E_{02} \cos(\omega_1 t)\cos(\omega_2 t) + E_{02}^2 \cos^2(\omega_2 t)) \\ 2\chi_2 E_{01}E_{02} \cos(\omega_1 t)\cos(\omega_2 t) &= \chi_2 E_{01}E_{02} \cos((\omega_1 + \omega_2)t) + \chi_2 E_{01}E_{02} \cos((\omega_1 - \omega_2)t) \end{aligned}$$

Факультативная вставка.

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

$$808 \text{ нм} \xrightarrow{\text{оптическая накачка}} \left\{ \begin{array}{l} 1064 \text{ нм} \\ 1342 \text{ нм} \end{array} \right\} \xrightarrow{\text{сложение частот}} 593.5 \text{ нм}. \text{ Энергия одного фотона}$$

1064 нм в сумме с энергией одного фотона 1342 нм дает энергию одного фотона 593.5 нм. Аналогично $808 \text{ нм} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 1064 \text{ нм} \\ 1319 \text{ нм} \end{array} \right\} \rightarrow 589 \text{ нм}.$

Конец факультативной вставки.

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

Экзамен. Центр инверсии. Хиральность. Оптическая активность.

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. Удвоенная частота не образуется на нечетных степенях косинуса основной частоты. На нечетных степенях косинуса образуются только нечетные гармоники.

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 на нем света второй гармоники.

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.

Если у кристалла есть центр инверсии, то преобразование инверсии оставляет кристалл без изменения. Преобразование инверсии эквивалентно повороту на 180° и отражению в зеркале перпендикулярном оси поворота. Хиральный кристалл после отражения превращается в другой кристалл, который нельзя поворотами совместить с исходным кристаллом. То есть хиральный кристалл не имеет центра инверсии, следовательно, на хиральном кристалле возможно получение 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.

Если линейно поляризованный свет пропустить через среду из хиральных молекул, то по мере прохождения среды плоскость поляризации света поворачивается. Поворот плоскости поляризации в среде называют явлением естественной оптической активности. Например, плоскость поляризации света поворачивается при прохождении света через раствор природного сахара в воде.

Экзамен. Условие фазового синхронизма.

Факультативная вставка.

При генерации второй гармоники с учетом нормальной дисперсии света $\frac{dn}{d\omega} > 0$ на большей частоте (на удвоенной частоте) свет имеет большее значение показателя преломления n и меньшую фазовую скорость $\frac{c}{n}$. Пусть на входе света в нелинейную среду разность фаз излучения первой и второй гармоник равна нулю. По мере распространения первой и второй гармоники с разной фазовой скоростью, на некотором расстоянии от входа в среду разность

фаз изменится и станет равной π . В этом месте излучение второй гармоники будет по-прежнему формироваться в фазе с излучением первой гармоники. Но это новое излучение второй гармоники окажется в противофазе с излучением второй гармоники, пришедшим из начала среды. То есть новое излучение диполей будет уменьшать суммарное излучение второй гармоники. В результате, по мере продвижения излучения в среде мощность излучения второй гармоники сначала усиливается, затем ослабляется до нуля, затем снова усиливается, изменяясь периодически. Это явление мешает получить излучение второй гармоники с большой амплитудой.

Обойти это препятствие можно за счет явления двулучепреломления света в кристалле. Двулучепреломлением называется явление, когда две ортогональные линейные поляризации света имеют два разных показателя преломления. Дело в том, что в кристалле в каждом направлении могут распространяться две волны с разной поляризацией и разной фазовой скоростью. В случае одноосных кристаллов у одной волны фазовая скорость не зависит от направления (обыкновенный луч), а у другой волны зависит от направления распространения относительно оптической оси кристалла (необыкновенный луч). У второй гармоники показатель преломления больше, а фазовая скорость меньше, чем у первой гармоники. Но если из двух лучей первой гармоники взять луч с большим показателем преломления, а из двух лучей второй гармоники рассмотреть луч с меньшим показателем преломления, то показатели преломления первой и второй гармоники могут оказаться одинаковыми. При этом фазовая скорость $V_{\phi} = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k}$ двух гармоник тоже окажется одинаковой, здесь для второй гармоники удваивается ω , и удваивается $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

При равенстве показателей преломления амплитуда второй гармоники будет непрерывно возрастать вдоль направления распространения света в среде, так как генерация второй гармоники в каждой точке среды будет иметь ту же фазу, что и излучение второй гармоники сгенерированное в предыдущих точках среды и пришедшее в эту точку. Это равенство фаз является основной частью так называемого условия фазового синхронизма, которое необходимо для получения излучения второй гармоники с большой амплитудой.

Конец факультативной вставки.

Условие фазового синхронизма при генерации второй гармоники — это условие, при котором излучение удвоенной частоты формируется синфазно излучению удвоенной частоты, которое приходит из других точек среды.

Генерация второй гармоники — это частный случай более общего нелинейного взаимодействия света со средой, при котором из двух фотонов (в общем случае — разных частот) формируется один фотон. Условие фазового синхронизма в этом более общем случае выглядит следующим образом $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$, где \vec{k}_1 и \vec{k}_2 — волновые векторы складываемых фотонов 1 и 2, а \vec{k}_3 — волновой вектор суммарного фотона 3. Условие фазового синхронизма

похоже на закон сохранения импульса, так как в вакууме импульс фотона $\vec{p} = \hbar \vec{k}$. Тогда $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ эквивалентно закону сохранения импульса $\vec{p}_3 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$. К этому закону сохранения импульса добавляют закон сохранения энергии $\hbar \omega_3 = \hbar \omega_1 + \hbar \omega_2$, где энергия связана с частотой соотношением $E = \hbar \omega$. Два этих условия вместе

$$\begin{cases} \omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \\ \vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \end{cases}$$

и называют условием фазового синхронизма.

В еще более общем случае частоты, как и волновые векторы, могут не только складываться, но и вычитаться. Складываться могут не только два фотона, но и большее количество фотонов, и в результате взаимодействия может получаться больше одного фотона.

Условие $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ означает, что световая волна \vec{k}_3 в каждой точке среды генерируется в той же фазе (фазовый синхронизм), что и волна \vec{k}_3 , пришедшая в эту точку и сгенерированная в предыдущих точках среды. Условие $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ означает баланс энергий фотона новой волны из двух фотонов старых волн.

В лазере на неодимовом стекле условия синхронизма выполняются либо для генерации второй гармоники зеленого излучения 532 нм, либо для излучения одного из желтых лазеров 589 нм или 593.5 нм. Для подбора условия синхронизма, нужно несколько повернуть нелинейный кристалл относительно лазерного луча при этом изменяется скорость необыкновенного луча.

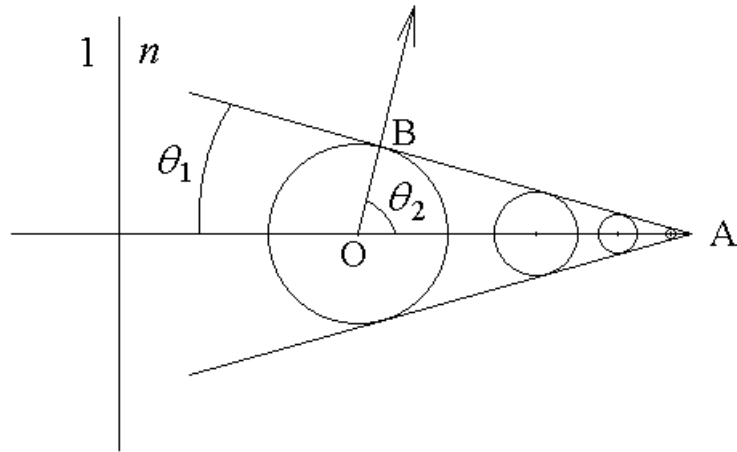
Экзамен. Излучение Вавилова — Черенкова. Черенковский счетчик.

Излучение Вавилова — Черенкова возникает, когда электрически заряженная элементарная частица пролетает прозрачную для света среду, например — стекло, со скоростью большей скорости света в этой среде $V > \frac{c}{n}$.

Излучение, которое возникает в разных частях среды, складывается в одинаковой фазе в некоторых направлениях. Именно в этих направлениях и возникает излучение.

Летающий с большой скоростью заряд вызывает ускоренное смещение электронов в атомах среды. Ускоренно движущиеся электроны среды излучают. Направление излучения перпендикулярно фронту волны, а фронт волны в каждый момент времени получается, как граница множества точек, до которых к этому моменту успела дойти электромагнитная волна. На рисунке ниже изображено движение заряда с большой скоростью $V > \frac{c}{n}$ слева направо.

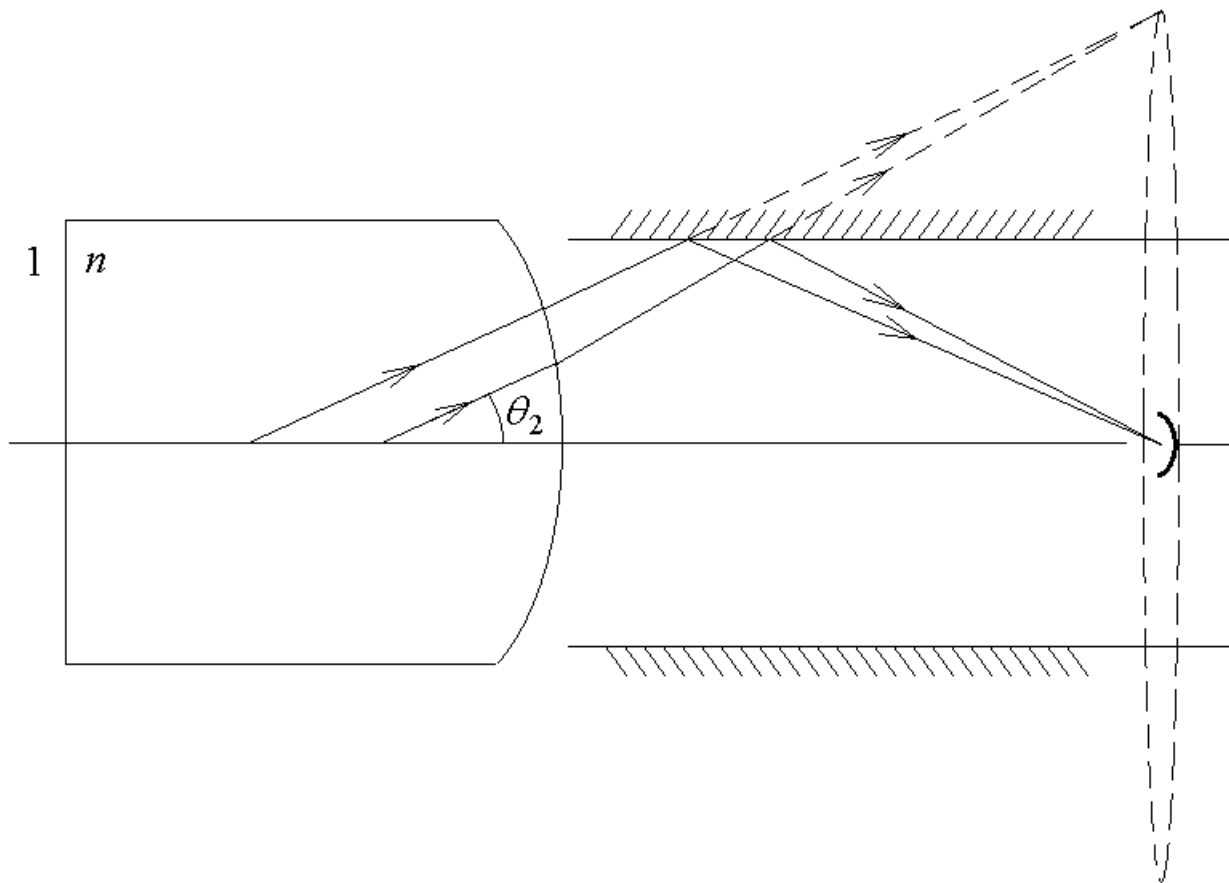
Окружностями изображены сферы, до которых излучение успевает дойти со скоростью $\frac{c}{n}$ от той точки, где оно возникает при прохождении этой точки движущимся зарядом.



Излучение среды идет в некоторый конус с угловым радиусом θ_2 . Поверхность равных фаз тоже представляет собой конус с угловым радиусом θ_1 , причем $\theta_1 + \theta_2 = \frac{\pi}{2}$. Если рассмотреть сферическую волну, которая была излучена раньше изображенного на рисунке момента на время τ (в точке O), то радиус сферы $OB = \tau \frac{c}{n}$, а расстояние от точки излучения до вершины конуса (до текущего положения заряженной частицы) $OA = V\tau$, где V — скорость частицы, n — показатель преломления среды. Тогда

$$\cos(\theta_2) = \frac{OB}{OA} = \frac{\tau \frac{c}{n}}{V\tau} = \frac{c}{nV}.$$

Это излучение используется, в частности, для регистрации быстрых заряженных частиц в так называемых черенковских детекторах. Чтобы собрать излучение на приемник малого размера нужно поставить на пути лучей собирающую линзу и цилиндрическое зеркало.



После линзы свет, который идет в конус, должен собраться в окружность в фокальной плоскости линзы. Цилиндрическое зеркало, радиус которого вдвое меньше радиуса окружности, отразит лучи в точку приемника.

Совсем факультативная вставка.

Рассмотрим генерацию второй гармоники по аналогии с эффектом Вавилова — Черенкова. При нормальной дисперсии света $\frac{dn}{d\omega} > 0$ показатель преломления на удвоенной частоте больше показателя преломления на исходной частоте. Следовательно, фазовая скорость $V_\phi = \frac{c}{n}$ на удвоенной частоте меньше, чем на исходной частоте. То есть источник — излучение основной частоты движется быстрее излучения на удвоенной частоте. Эта ситуация полностью соответствует эффекту Вавилова — Черенкова. В таком случае, казалось бы, удвоенная гармоника должна излучаться в конус. На самом деле этого не происходит и не должно происходить по условию фазового синхронизма $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$. И действительно, $k = \frac{n\omega}{c}$, тогда при условии нормальной дисперсии $\frac{dn}{d\omega} > 0$ получаем $\frac{n_{2\omega} 2\omega}{c} > \frac{n_\omega \omega}{c} + \frac{n_\omega \omega}{c}$ или $k_3 > k_1 + k_2$. При этом $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ невозможно.

Как же так?

Дело в том, что в эффекте Вавилова — Черенкова излучает точечный объект, размер которого гораздо меньше длины волны, а при генерации второй гармоники излучает плоский фронт волны. Плоский фронт волны можно рассматривать, как множество точечных синфазных источников. Излучение разных точечных источников в конус Вавилова — Черенкова не будет синфазным и будет гасить друг друга.

Для звуковых волн аналог эффекта Вавилова — Черенкова — это полет самолета со сверхзвуковой скоростью.

Конец совсем факультативной вставки.