

Фотоны, движущиеся в атомной двухуровневой среде со скоростью света, — источник конуса черенковского излучения

В.Е. Оглуздин

В работе обсуждаются механизмы, ответственные за появление конусной структуры излучения, наблюдаемой в случае почти резонансного взаимодействия пучка лазерного излучения (частоты ν) с атомной двухуровневой средой (случай $\nu < \nu_{01}$; ν_{01} — частота межуровневого перехода). Использована модель, учитывающая осевую симметрию пучков лазерного излучения, а также то обстоятельство, что распределение интенсивности по профилю сечения лазерных пучков гауссово, и поэтому вероятность нелинейно-оптических процессов, влияющих на распространение светового излучения, максимальна на оси лазерного пучка.

PACS numbers: 42.15.Dp, 42.25.Fx, 42.50.Hz, 42.65.St

Содержание

1. Введение (895).
 2. О возможности создания условий, достаточных для возбуждения излучения Вавилова – Черенкова с помощью лазерного пучка (896).
 3. Об экспериментальном наблюдении конусных составляющих (898).
 4. Заключение (898).
- Список литературы (898).

1. Введение

В тридцатые-сороковые годы прошлого века было экспериментально обнаружено и теоретически исследовано излучение Вавилова – Черенкова (см. обзоры [1, 2]). Впервые этот эффект был замечен при изучении свойств люминесценции растворов ураниловых солей, возбуждаемых γ -лучами радия. Однако не γ -кванты излучения, а комптон-электроны, ими выбиваемые, были признаны ответственными за появление нового вида излучения. Комптон-электроны движутся со сверхсветовой скоростью, превышающей фазовую скорость света в среде $V = c/n(\nu)$.

И.М. Франк [3] показал, что распространяющиеся вдоль оси конуса диполи также могут явиться причиной появления этого вида излучения. Для этого достаточно направить на поверхность среды с показателем преломления $n > 1$ под углом к поверхности среды пучок света с

плоским протяженным фронтом. Точка пересечения волнового фронта и поверхности среды в этом случае окажется движущейся со сверхсветовой скоростью (что соответствует сверхсветовому движению диполей), и в этом случае причиной появления черенковского конуса фактически оказываются фотоны падающего на поверхность среды излучения, возбуждающего диполи среды.

Возвращаясь к движущимся частицам из ранних теоретических и экспериментальных исследований, выделим случай излучения Вавилова – Черенкова от частицы, движущейся по оси пустого канала (показатель преломления $n = 1$) малого радиуса внутри цилиндра, заполненного средой, показатель преломления которой $n \neq 1$ [4, 5]. Именно о подобной геометрии со "щелью" и пойдет речь в настоящем сообщении, но с тем отличием, что вдоль оси конуса будут распространяться не частицы, а пучок "сверхсветовых" фотонов — источник черенковского излучения.

До появления лазеров, однако, не сообщалось об экспериментах по наблюдению возбуждения излучения Вавилова – Черенкова фотонами светового пучка. О ранних предположениях, что излучение черенковского типа могло быть наблюдеено в результате получаемого с помощью лазера нелинейного взаимодействия в среде световых волн, сообщалось в работах [6–9]. Роль источника, вызывающего черенковское излучение, в этом случае отводится нелинейной поляризации, распространяющейся в среде со сверхсветовой скоростью. В этом случае угол расходимости конуса излучения на выходе из нелинейной среды может быть рассчитан из условия

$$\cos \theta_1 = \frac{K_{\text{non}}}{K}, \quad (1)$$

где K , K_{non} — волновые числа расходящейся световой волны и волны, наведенной в среде на оси лазерного пучка нелинейной поляризации.

В.Е. Оглуздин. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
119991 Москва, ул. Вавилова 38, Российская Федерация
Тел. 132-82-26. Факс 132-81-73
E-mail: og luzdin@kapella.gpi.ru

Статья поступила 4 июня 2003 г., после доработки 31 марта 2004 г.

Экспериментальные результаты, опубликованные в работе [10], подтверждали данную модель. Оставался открытым вопрос о том, могут ли быть источником черенковского конуса собранные в пучок фотоны. Наконец, в [11] на такую возможность было указано. Возможность распространения в среде фотонов со "сверхсветовой" скоростью удалось реализовать в условиях многофотонного просветления атомарных паров калия в области спектра, где показатель преломления $n(v) > 1$. Естественно, что термин "сверхсветовая" скорость фотонов относится к случаю, когда в окружающей среде скорость распространения светового излучения равна $V = c/n(v)$, а скорость "сверхсветовых" фотонов не превышает скорость света в вакууме c .

2. О возможности создания условий, достаточных для возбуждения излучения Вавилова – Черенкова с помощью лазерного пучка

А. Как правило, с увеличением частоты накачки ν в области нормальной дисперсии связан рост величины показателя преломления $n(v)$ газообразной среды (например, атомарных паров калия вблизи линий главного дублета D_1, D_2). В области линии поглощения ν_{01} указанная зависимость нарушается — это так называемые участки спектра с аномальной дисперсией, где для $\nu < \nu_{01}$ показатель преломления $n(v) > 1$, а для $\nu > \nu_{01}$ $n(v) < 1$, однако с дальнейшим ростом частоты показатель преломления растет и вскоре вновь становится величиной, большей единицы.

В классической модели гармонического осциллятора, развитой Лоренцем, указанные особенности нашли свое отражение [12]. Согласно этой модели для атомной системы, находящейся в основном, невозбужденном состоянии, в области частот $\nu < \nu_{01}$ дисперсия положительна, а показатель преломления $n(v) > 1$. Второе решение, полученное для этой же области частот ($\nu < \nu_{01}$) для случая инвертированной среды [13, 14], — дисперсия отрицательна, а показатель преломления $n(v) < 1$.

При рассмотрении неинвертированной среды можно заметить, что в указанной области частот ($\nu < \nu_{01}$) из-за увеличения $n(v)$ скорость распространения излучения, имеющего частоту ν , в линейном случае (при малых напряженностях E светового поля) при приближении частоты излучения к линии поглощения со стороны низких частот замедляется в соответствии с соотношением

$$V = \frac{c}{n(v)}. \quad (2)$$

Если предположить, что при включении излучения, взаимодействующего с атомами, среда окажется в состоянии с примерно 50 %-ной инверсией (в состоянии динамической компенсации дисперсии), то независимо от частоты ее показатель преломления $n(v) \rightarrow 1$ во всей области частот. В этом (третьем) случае фотоны разных частот могли бы распространяться через такую среду с одинаковой скоростью — скоростью света c .

А в случае слабых световых полей, не насыщающих атомный переход, вблизи линии поглощения в области частот $\nu < \nu_{01}$ (из-за роста показателя преломления $n(v) > 1$ в области нормальной дисперсии) скорость распространения более "синих" фотонов оказывается

замедленной относительно низкочастотных фотонов, смещенных в красную (стоксову) область спектра. Если бы мы смогли в такой среде ускорить более "синие" (антистоксовы) фотоны, пропустив их через специально подготовленные пространственные "щели" [4, 5, 15], внутри которых вследствие компенсации дисперсии (насыщения) показатель преломления $n(v) \rightarrow 1$, то в этом случае у нас появился бы сверхсветовой источник, способный к генерации конуса черенковского излучения.

Такая возможность открывается, если мы вспомним, что в случае почти резонансного взаимодействия пучков лазерного излучения с двухуровневой атомной средой между уровнями противоположной четности резко возрастает роль нелинейно-оптических процессов: трехфотонного электронного комбинационного рассеяния (КР) [16–18] и шестифотонного параметрического рассеяния (ШПР) [10, 19]. Нелинейно-оптические почти резонансные процессы (с участием трех квантов излучения накачки в элементарном акте), разрешенные в среде двухуровневых атомов [20] и подчиняющиеся закону сохранения энергии и импульса, можно представить следующим образом.

Случай $\nu < \nu_{01}$, где ν_{01} — частота резонансного перехода:

$$\nu + \nu + \nu = \nu_s + \nu_{as} + \nu_{as}, \quad (3)$$

где

$$\nu_s = 2\nu - \nu_{01}, \quad (4)$$

$$\nu_{as} = \frac{\nu + \nu_{01}}{2}. \quad (5)$$

Появление в излучении, взаимодействующем с резонансной средой, новых спектральных составляющих ν_s, ν_{as} указывает на возможность реализации такой ситуации, когда скорости распространения фотонов на частотах ν, ν_s, ν_{as} и направления их распространения оказываются разными, особенно при условии, что распределение интенсивности по сечению лазерного пучка неравномерное (обычно гауссово). На некотором удалении от оси пучка скорость распространения излучения на этих частотах определяется соотношениями

$$V_s = \frac{c}{n(\nu_s)}, \quad V_{as} = \frac{c}{n(\nu_{as})}.$$

Например, в работе [10] было экспериментально показано, что распространение составляющей выходного излучения на частоте ν_{as} происходит по образующим конуса. Угол раствора θ_1 этого конуса (рис. 1а) подчиняется черенковскому условию (см. (1)), совпадающему с условием фазового синхронизма, соответствующим закону сохранения импульса для шестифотонного параметрического процесса (3) $3\mathbf{K} = \mathbf{K}_s + 2\mathbf{K}_{as}$:

$$\cos \theta_1 = \frac{K_{\text{non}}}{K_{as}}. \quad (6)$$

Здесь K_{non} — волновое число распространяющейся в среде нелинейной поляризации на частоте ν_{as} ; его величина может быть вычислена по формуле

$$K_{\text{non}} = \frac{3K - K_s}{2}, \quad (7)$$

где $K_{as} = 2\pi n_{as}/\lambda_{as}$, $K_s = 2\pi n_s/\lambda_s$, $K = 2\pi n/\lambda$ — волновые числа; λ_i и n_i — соответствующие длины волн и показатели преломления; λ_s — длина волны трехфотонного

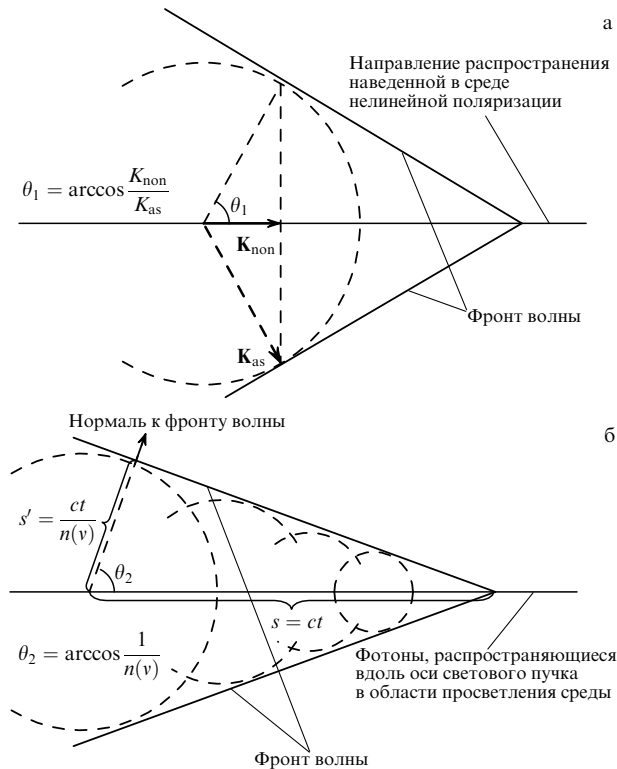


Рис. 1. Образование волнового фронта черенковского излучения, обусловленного: (а) распространяющейся в среде нелинейной поляризацией с вектором $\mathbf{K}_{\text{non}}$; (б) фотонами, движущимися вдоль оси светового пучка в области просветления среды. Показатель преломления среды $n(v) > 1$.

электронного КР, отвечающая процессу (4). Появление излучения с длиной волны λ_{as} обусловлено вынужденным трехфотонным переходом атома с возбужденного на основной уровень согласно (5) [10, 19].

Б. Трехфотонные процессы, связанные с излучением на частотах (4) и (5), обеспечивают равновесие между действующим лазерным излучением и двухуровневой средой и соответственно динамическую компенсацию дисперсии ($n(v) \rightarrow 1$). В случае почти резонансного взаимодействия мощного, насыщающего переход монохроматического излучения с двухуровневыми атомами (0, 1), известная схема Эйнштейна [21] равновесного резонансного взаимодействия излучения с атомами нуждается в дополнении.

Пусть 0 соответствует основному состоянию атома, а 1 — возбужденному. При отстройках частоты лазерного излучения от частоты резонансного перехода ($v \neq v_{01}$) в низкочастотную область спектра наряду со спонтанным испусканием излучения (переход $1 \rightarrow 0$), однофотонным поглощением излучения ($0 \rightarrow 1$) и вынужденным испусканием излучения ($1 \rightarrow 0$) эта схема, во-первых, нуждается в дополнении ее процессом трехфотонного КР на частоте v_s согласно соотношению (4) для перехода атома из основного в возбужденное состояние ($0 \rightarrow 1$). Во-вторых, для поддержания равновесия вынужденный переход атома из возбужденного в основное состояние ($1 \rightarrow 0$) в одном элементарном акте может осуществиться при поглощении возбужденным атомом одного фотона (накачки v) с одновременным испусканием двух новых квантов излучения на частоте v_{as} , определяемой соотношением (5).

Если пренебречь однофотонными процессами поглощения и индуцированного излучения (а у нас $v \neq v_{01}$), то для нового условия равновесного взаимодействия почти резонансного излучения с атомами количество трехфотонных переходов атомной системы из основного состояния 0 в возбужденное состояние 1 согласно (4) должно быть равно числу трехфотонных переходов из состояния 1 в состояние 0 согласно (5), если не учитывать спонтанные переходы с уровня 1 на уровень 0.

В нашем случае условие равновесия, или динамической компенсации дисперсии, примет вид

$$n_0 C_{0 \rightarrow 1} u(v) dt = n_1 [C_{1 \rightarrow 0} u(v) + A_{1 \rightarrow 0}] dt, \quad (8)$$

где n_0 — число атомов в основном энергетическом состоянии 0; n_1 — число атомов в возбужденном энергетическом состоянии 1; $C_{0 \rightarrow 1}$ — вероятность трехфотонного перехода из основного состояния 0 в возбужденное состояние 1 согласно (4); $C_{1 \rightarrow 0}$ — вероятность трехфотонного перехода из возбужденного состояния 1 в основное состояние 0 согласно (5); $A_{1 \rightarrow 0}$ — вероятность спонтанного перехода $1 \rightarrow 0$; $u(v)$ — плотность излучения на частоте накачки.

В конечном счете нужно иметь в виду, что в среде в таком почти резонансном световом поле имеет место равновесная суперпозиция состояний атомов и (или) самих атомов в основном и возбужденном состояниях, а также одновременное участие в процессе по крайней мере трех взаимодействующих между собой волн даже в случае, если излучение на входе в среду монохроматическое.

В. Остановимся еще на одной составляющей выходящего из среды излучения, распространяющейся по образующим второго конуса. Для этого используем модель двухкомпонентной, двухмодовой среды (со "щелями").

Профиль интенсивности лазерного пучка, падающего в кювету, близок к гауссову, причем на оси пучка интенсивность максимальная.

Показатель преломления среды, оптические свойства которой моделируются гармоническим осциллятором, вблизи резонанса в области частот $v < v_{01}$ в слабом поле обычно $n(v) > 1$. Комбинационный процесс (4), в первую очередь на оси пучка, способен перевести часть электронов с уровня 0 на уровень 1. Появившиеся на частоте v_s фотоны, как упоминалось выше, опережают фотоны накачки v . Однако вследствие выравнивания населенностей на оси пучка среда изменяет свои свойства. На оси пучка появляется пространственная "щель" [4, 5, 15], внутри которой находится среда с измененными вследствие динамической компенсации дисперсии свойствами — вторая мода среды $n(v) = 1$. Поэтому вдоль оси пучка фотоны накачки с частотой v начинают двигаться вслед за фотонами на частоте v_s со скоростью c (скоростью света), в то время как вне оси пучка, где (согласно гауссовому распределению интенсивности по сечению пучка) плотность фотонов падает, их скорость в слабом поле соответствует величине $c/n(v)$. Согласно условию Черенкова [15], для угла раствора второго черенковского конуса можно записать

$$\cos \theta_2 = \frac{c}{n(v)c} = \frac{1}{n(v)}. \quad (9)$$

"Сверхсветовые" фотоны на частоте накачки ν , движущиеся вдоль оси пучка (вдоль наведенной в среде пространственной "щели"), способны вносить вклад в излучение, распространяющееся по образующим черенковского конуса (второго конуса) уже на частоте накачки ν (рис. 16).

Отметим, что на частоте ν_{as} "сверхсветовых" фотонов нет. Роль сверхсветового источника выполняет наведенная в атомарных парах нелинейная поляризация.

3. Об экспериментальном наблюдении конусных составляющих

Если в кювету с атомарными парами калия направить импульс лазерного излучения, энергия которого 3–5 мДж, а длительность 10 нс, то в указанной области спектра ($\nu < \nu_{01}$) на выходе кюветы, как правило, наблюдается суперконтинуум — уширение частотного спектра, прошедшего кювету излучения накачки вплоть до частот ν_{as} (5), ν_s (4), обычно ограничивающих дальнейшее уширение спектра. Величина низкочастотной отстройки частоты лазерного излучения относительно частоты исследуемого в парах калия двухуровневого перехода $4S(1/2)–4P(3/2)$ в таких экспериментах составляла 10–30 см^{-1} ; а температура паров — 200–250 °С. Уширение спектра, как правило, имеет несимметричный характер: если частота накачки ν ниже частоты резонансного перехода ν_{01} , то спектр на выходе кюветы уширен преимущественно в стоксову область $2(\nu_{as} - \nu) = (\nu - \nu_s)$. Сам процесс уширения принято связывать с эффектом амплитудно-фазовой модуляции [18, 22].

В пользу предлагаемой в настоящей работе модели свидетельствует обнаруженная в [10] зависимость угла раствора конуса от величины отстройки частоты лазерного излучения относительно частоты резонансного перехода и от плотности атомарных паров. Если на выходе кюветы система регистрации допускает запись конусных составляющих выходного излучения, то удастся осуществить рассмотренные выше возможности получения двух конусов черенковского типа. Подробная схема эксперимента и детальное описание условий получения таких частотно-угловых спектров представлены в работах автора [10, 11, 19].

4. Заключение

Таким образом, лазерные пучки с гауссовым распределением интенсивности по сечению пучка, распространяющиеся в двухуровневой среде с низкочастотной стороны резонансного перехода, могут быть ответственны за появление в излучении, выходящем из кюветы с такой средой, двух составляющих конусного излучения (на частоте ν_{as} — первый конус и на частоте ν — второй конус). Получены условия (6), (9) для численной оценки углов раствора образующих конусов.

С высокочастотной стороны перехода процессы рассеяния развиваются по-иному, и в частном случае они могут быть сведены к процессу дифракции туннелирующих фотонов накачки на малой диафрагме [11].

Автор выражает глубокую благодарность Б.М. Болотовскому за интерес и внимание, проявленные к работе, и В.И. Пустовому за поддержку.

Список литературы

1. Болотовский Б М *УФН* **62** 201 (1957)
2. Зрелов В П *Излучение Вавилова – Черенкова и его применение в физике высоких энергий* (М.: Атомиздат, 1968)
3. Франк И М *Изв. АН СССР Сер. физ.* **6** 3 (1942)
4. Гинзбург В Л, Франк И М *ДАН СССР* **56** 699 (1947)
5. Брандт А А *Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. Астрон.* (4) 92 (1962)
6. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **42** 1360 (1962)
7. Корниенко Л С, Кравцов Н В, Шевченко А К *Письма в ЖЭТФ* **18** 211 (1973)
8. Абдуллин У А и др. *ЖЭТФ* **66** 1295 (1974)
9. Махвиладзе Т М, Сарычев М Е *Труды ФИАН* **99** 157 (1977)
10. Оглуздин В Е *ЖЭТФ* **79** 361 (1980)
11. Оглуздин В Е *Краткие сообщения по физике ФИАН* (9) 3 2002
12. Борен К, Хафмен Д *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986)
13. Королев Ф А *Теоретическая оптика* (М.: Высшая школа, 1966)
14. Давыдов А С *Квантовая механика* (М.: Физматгиз, 1963)
15. Гинзбург В Л *Теоретическая физика и астрофизика: дополнительные главы 2-е изд.* (М.: Наука, 1981)
16. Sorokin P P et al. *Appl. Phys. Lett.* **10** 44 (1967)
17. Аникин С В, Крючков С В, Оглуздин В Е *Квантовая электрон.* **1** 1923 (1974)
18. Бадалян А М, Дабагян А А, Мовсесян М Е *ЖЭТФ* **70** 1178 (1976)
19. Оглуздин В Е *Письма в ЖЭТФ* **1** 563 (1975)
20. Тарасов Л В *Введение в квантовую оптику* (М.: Высшая школа, 1987)
21. Эйнштейн А *Собрание научных трудов* Т. 3 (М.: Наука, 1966)
22. Ахманов С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **15** 186 (1972)

Photons moving at the speed of light in a two-level atomic medium as a source of a Cherenkov cone

V.E. Ogluzdin

A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 132-82 26. Fax (7-095) 132-81 73
E-mail: oggluzdin@kapella.gpi.ru

This paper discusses mechanisms responsible for the cone structure of the radiation produced by a laser beam (of frequency ν) in near resonance with a two-level atomic medium ($\nu < \nu_{01}$, ν_{01} being the two-level transition frequency). The model used takes into account the axial symmetry of the laser beams and the fact that the intensity distribution over the beam cross-section profile is Gaussian, implying that nonlinear optical processes affecting light propagation are most likely to occur on the axis of the beam.

PACS numbers: 42.15.Dp, 42.25.Fx, 42.50.Hz, 42.65.St

Bibliography — 22 references

Received 4 June 2003, revised 31 March 2004