

О ВОЗБУЖДЕНИИ И ИЗЛУЧЕНИИ "ДЕТЕКТОРА", ДВИЖУЩЕГОСЯ В ВАКУУМЕ С УСКОРОЕНИЕМ ИЛИ РАВНОМЕРНО ДВИЖУЩЕГОСЯ СО СВЕРХСВЕТОВОЙ СКОРОСТЬЮ В СРЕДЕ

В.Л. Гинзбург, В.П. Фролов

В последние годы широко обсуждается вопрос о возбуждении "детектора", движущегося в вакууме с постоянным ускорением. В настоящей статье указывается, что такое возбуждение и связанное с ним излучение аналогичны имеющим место в области аномального эффекта Доплера, возникающего при движении "детектора" с постоянной сверхсветовой скоростью в среде.

В литературе уже десять лет, после появления статьи ¹, довольно широко обсуждается вопрос о возбуждении "детектора" (осциллятора, атома и т.п.), возникающего при его движении в вакууме с постоянным ускорением a . При этом в стационарном состоянии вероятность распределения детектора по уровням энергии оказывается такой же как в поле равновесного теплового излучения с температурой (k – постоянная Больцмана)

$$T = \hbar a / 2\pi k c. \quad (1)$$

Этот результат, полученный в ускоренной системе координат ¹, в которой детектор покоится, оставался в целом недостаточно понятным; последнее особенно касается сопровождающего возбуждение детектора изменения состояния поля. Известная ясность здесь была внесена ² при рассмотрении процесса в инерциальной системе отсчета (т.е. в пространстве-времени Минковского). В такой системе возбуждение детектора (например, системы с двумя уровнями 1 и 2) сопровождается излучением кванта соответствующего поля, с которым взаимодействует детектор (это важное обстоятельство игнорировалось или не было понято в ряде предшествовавших работ). При этом в ^{1,2} и ряде других статей для простоты рассматривается скалярное поле. Но для электромагнитного поля получается такой же результат ³⁻⁵, а при возбуждении детектора (скажем, при его переходе с нижнего уровня с энергией ϵ_l на уровень с энергией $\epsilon_t > \epsilon_l$ излучается фотон. Именно об излучении фотона будем, для определенности, говорить ниже.

Громоздкость расчета ^{1,2}, как и использование "классического нулевого электромагнитного излучения" ³⁻⁵, оставляют не вполне ясными природу и физический механизм возбуждения и излучения ускоренного детектора. В этой связи нам представляется полезным обратить внимание на то, что аналогичное возбуждение имеет место в давно известном ^{6,7} случае аномального эффекта Доплера (АЭД).

Пусть детектор с двумя уровнями движется в среде с показателем преломления $n(\omega)$ с постоянной скоростью v . Энергия детектора в состояниях l и t равна $E_{l,t} = [(m_0 + m_{l,t})^2 c^4 + p^2 c^2]^{1/2}$, $\epsilon_{l,t} = m_{l,t} c^2$, энергия и импульс излучаемого фотона равны $\hbar\omega$ и $\hbar k$, $k = (\omega/c)n(\omega)$. Для простоты запишем законы сохранения энергии и импульса при излучении фотона для случая, когда $m_{l,t} \ll m_0$ и отдача мала (общий случай см. в ⁶)

$$v \Delta p + \Delta \epsilon \sqrt{1 - v^2/c^2} + \hbar\omega = 0, \quad \hbar k + \Delta p = 0, \quad (2)$$

где $\Delta p = p_2 - p_1$ — изменение импульса детектора при излучении, $v \Delta p$ — изменение его кинетической энергии и $\Delta \epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1$ — изменение энергии в системе покоя детектора, индексы 1 и 2 соответствуют состояниям до и после излучения. Из (2) следует, что

$$\Delta \epsilon \sqrt{1 - v^2/c^2} = -\hbar \omega (1 - (vn/c) \cos \theta), \quad kv = kv \cos \theta. \quad (3)$$

Очевидно, в области нормального эффекта Доплера (НЭД), когда $(vn/c) \cos \theta < 1$, $\Delta \epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1 < 0$ и значит $\epsilon_1 = \epsilon_t$ и $\epsilon_2 = \epsilon_l < \epsilon_t$, т.е. излучение сопровождается переходом из верхнего состояния t в нижнее состояние l . Напротив, в области АЭД, когда $(vn/c) \cos \theta > 1$ (т.е. угол $\theta < \theta_0$, где $\cos \theta_0 = cn/v$, θ_0 — угол для излучения Вавилова — Черенкова), $\Delta \epsilon > 0$, $\epsilon_1 = \epsilon_l$, $\epsilon_2 = \epsilon_t > \epsilon_l$ и, следовательно, излучение фотона сопровождается возбуждением детектора. Энергия при этом черпается из кинетической энергии движения всего детектора. С учетом сказанного, выражение (3) тождественно общей формуле для эффекта Доплера в среде

$$\omega = \frac{\omega_{00} \sqrt{1 - v^2/c^2}}{|1 - (v/c)n(\omega) \cos \theta|}, \quad \omega_{00} = \frac{\epsilon_t - \epsilon_l}{\hbar}. \quad (4)$$

В методическом плане введение среды позволяет рассматривать сверхсветовое движение ($v > c/n(\omega)$), а тем самым и АЭД, отсутствующий при досветовом движении и, следовательно, всегда отсутствующий в вакууме при $v < c$ (за подробностями, в частности, касающимися возможной реализации сверхсветового движения, мы вынуждены отослать к ⁷ и указанной там литературе).

Итак, детектор, движущийся со сверхсветовой скоростью, будет возбуждаться с излучением фотонов, даже если он вначале находился на самом нижнем (основном) уровне. В стационарном состоянии заселенность уровней l и t (или, в общем случае, любых уровней детектора) определяется вероятностью излучения в областях НЭД и АЭД (см. ⁷, указанную там литературу и ⁸). В гидродинамике положение аналогично — роль сверхсветового движения играет движение со сверхзвуковой скоростью ^{9,10}.

В вакууме, при движении источника с постоянной скоростью $v < c$ (такое ограничение отнюдь не тривиально ⁷, но мы его здесь примем), отсутствует излучение Вавилова — Черенкова и невозможен АЭД. Поэтому возбуждение детектора не происходит. Но при ускоренном движении заряд начинает, разумеется, излучать уже в вакууме, а детектор — система с внутренними степенями свободы (осциллятор, атом и т.д.) может возбуждаться. Никакой принципиальной разницы со случаем АЭД мы здесь не видим. Сохранение энергии и импульса для детектора и излучения при этом, конечно, обеспечено, но с учетом сил, ускоряющих детектор. Распределение детектора по уровням (т.е. заселенность уровней энергии детектора) зависит от характера его движения и вероятностей соответствующих переходов ¹¹. В этом отношении движение с постоянным ускорением является выделенным — стационарное (установившееся) распределение по уровням оказывается тепловым ^{1-5,11,12} с температурой (1). При движении с постоянной сверхсветовой скоростью в среде, т.е. в условиях АЭД, отсутствие какой-то универсальной температуры возбуждения детектора ясно уже из соображений размерности (в то же время, в частных случаях, распределение по уровням может быть тепловым с температурой, которая определяется расстоянием между уровнями ⁸). Напротив, при ускоренном движении размерность температуры имеет комбинация $\hbar a/kc$ (см. (1), характерная частота $\omega \sim 2\pi a/c$). Тот же факт, что распределение по уровням детектора при $a = \text{const}$ является тепловым, связан с принципом эквивалентности, в силу которого ускоренная система отсчета с $a = \text{const}$ локально эквивалентна системе отсчета, покоящейся в однородном и постоянном гравитационном поле $g = -a$. В таком гравитационном поле термодинамическое равновесие имеет место с обычным тепловым распределением. Как известно, обычное тепловое распределение с температурой (1), причем $a = GM/r_g^2$, $r_g = 2GM/c^2$, появляется и в теории черных дыр (M — масса дыры). Поэтому нужно ожидать, что в равноускоренной системе тоже будет осуществляться тепловое распределение детектора по уров-

ням. Поскольку вопрос о форме принципа эквивалентности в квантовом случае нам все же недостаточно ясен, подчеркнем, что результат (1) получен^{1-4, 11-13} и без всякого использования принципа эквивалентности.

В приближении, отвечающем формулам (2) – (3) эффект Доплера является классическим (выражение (2) для простоты выписано на квантовом языке с использованием квантовой постоянной \hbar , но этого можно избежать⁷⁾). Спонтанное и индуцированное излучения также имеют место уже в классической теории¹⁴. Вместе с тем, конечно, когда речь идет о возбуждении детектора с дискретными уровнями энергии или детектора, находящегося в вакууме в основном состоянии, то необходимо квантовое рассмотрение (мы не касаемся здесь возможности введения классического нулевого поля³⁻⁵; такой прием представляется нам не более, чем методическим). Так, если мы имеем классический осциллятор, то при равной нулю амплитуде его колебаний он не будет раскачиваться (возбуждаться) ни при АЭД, ни при ускорении осциллятора как целого. Напротив, квантовый осциллятор, атом и т.д., находящиеся в основном состоянии и взаимодействующие с электромагнитным или другими квантованными полями будет, вообще говоря, возбуждаться как при АЭД, так и при ускорении. Речь таким образом идет о квантовом эффекте (отсюда и постоянная \hbar в (1)). Заметим также, что рассмотренное в¹⁵ излучение равномерно движущегося сверхсветового нейтрального поляризуемого источника представляет собой доплеровское излучение в условиях, когда источник совершает нулевые колебания (или, точнее, когда в источнике происходят, скажем, нулевые колебания электрической поляризации). Детектор будет возбуждаться не только при ускоренном или сверхсветовом движении, но и при досветовой скорости при движении в неоднородной или нестационарной среде (речь идет об аналогах переходного излучения⁷⁾). Помимо возбуждения и излучения детекторов можно рассматривать и квантовое излучение зеркал и, вообще, поляризуемых сред (см., например,¹⁶). Такие задачи заслуживают более подробного анализа. То же можно сказать о некоторых других затронутых вопросах, рассмотрении изменения импульса и массы ускоренного источника (детектора) с учетом его возбуждения и излучения (см. в этой связи¹⁷) и расчета реакции излучения в среде не только для равномерного движения^{7, 18}, но и для ускоренного движения.

Литература

1. *Unruh W.G.* Phys. Rev., 1976, D14, 870.
2. *Unruh W.G., Wald R.M.* Phys. Rev., 1984, D29, 1047.
3. *Boyer T.H.* Phys. Rev., 1984, D29, 1089; 1984, 30, 1228.
4. *Cole D.C.* Phys. Rev., 1985, D31, 1972.
5. *Boyer T.H.* Phys. Rev., 1984, D29, 1096.
6. *Гинзбург В.Л., Франк И.М.* ДАН СССР, 1947, 56, 583.
7. *Гинзбург В.Л.* Теоретическая физика и астрофизика, 1981, М.: Наука.
8. *Немцов Б.Е., Эйрман В.Я.* ЖЭТФ, 1984, 87, 1192; Письма в ЖТФ, 1984, 10, 588, 1494.
9. *Тамм И.Е.* УФН, 1959, 68, 387.
10. *Немцов Б.Е.* Радиофизика, 1985, 28, 1549.
11. *Letaw J.R.* Phys. Rev., 1981, D23, 1709.
12. *Myhrvold N.P.* Ann. Phys. (N.Y.), 1985, 160, 102.
13. *Sciama D.W., Candelas P., Deutsch D.* Adv. Phys., 1981, 30, 327; *Candelas P., Sciama D.W.* Phys. Rev., 1983, D27, 1715.
14. *Гинзбург В.Л.* УФН, 1983, 140, 687.
15. *Meyster P.P.* J. Phys., A: Math. Gen., 1985, 18, 2235.
16. *Биррел Н., Девис П.* Квантованные поля в искривленном пространстве-времени, 1984, М.: Мир.
17. *Ритус В.И.* ЖЭТФ, 1982, 82, 1375.
18. *Гинзбург В.Л., Эйрман В.Я.* ЖЭТФ, 1959, 36, 1823.