

КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ФОТОНОВ БЫСТРЫМИ ЧАСТИЦАМИ В ВОЗБУЖДЕННОМ ВЕЩЕСТВЕ

М. И. Рязанов

Московский инженерно-физический институт, Москва

Обзор работ по теории когерентного излучения фотонов, возникающего в результате взаимодействия быстрой заряженной частицы с возбужденными внешним электромагнитным полем атомами вещества.

The article gives a review of the current state of the theory of coherent radiation by fast charged particles in an excited matter.

ВВЕДЕНИЕ

После появления высокочувствительных детекторов светового потока — фотоумножителей — получило быстрое развитие использование излучения быстрых частиц в веществе для получения информации о свойствах частиц и, в частности, для детектирования частиц. Спустя десятилетие после открытия и объяснения излучения Вавилова — Черенкова П. А. Черенковым, И. Е. Таммом и И. М. Франком [1—3] с помощью фотоумножителей были зарегистрированы быстрые частицы [4] и непосредственно измерены скорости быстрых частиц в пучке [5, 6] по излучению Вавилова — Черенкова. Несколько позже черенковские счетчики полного поглощения были использованы для регистрации частиц высокой энергии [7], когда регистрируется излучение Вавилова — Черенкова вторичных заряженных частиц ливня, вызванного первичной частицей.

С микроскопической точки зрения очевидно, что источником излучения Вавилова — Черенкова является не сама частица, а возбужденные ей атомы вещества. Поэтому можно сказать, что широко распространенные сцинтилляционные счетчики аналогичны черенковским, отличаясь от них лишь тем, что в сцинтилляторах возникает некогерентное высвечивание возбужденных атомов примеси, а в черенковском счетчике происходит когерентное высвечивание возбужденных атомов основного вещества [8].

Поиски новых методов детектирования частиц высокой энергии привели к открытию новых возможностей детектирования частиц по их излучению в веществе. Внимание теоретиков было привлечено к теоретически предсказанному В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком [9] излучению равномерно движущегося заряда при пересечении поверхности раздела двух сред с различными диэлектрическими проницаемостями.

Теоретическое исследование этого излучения, названного авторами переходным излучением, позволило показать, что излученная энергия в данном случае растет пропорционально энергии частицы [10]. Это обстоятельство явилось важным этапом в развитии теоретических исследований и стимулировало исследования по переходному излучению частиц в слоистых и неоднородных средах [11]. В частности, был предложен метод детектирования частиц по их излучению в слоистых средах [12, 13]. Изучалась также возможность детектирования частиц по их переходному излучению в монокристалле [13, 14], в том числе в условиях брэгговского рассеяния излучаемых квантов [15—17]. В последнее десятилетие резко вырос интерес к переходному излучению в неоднородных средах в рентгеновской области частот. Это, в частности, связано с тем, что в стримерной камере возможно визуально наблюдать следы фотоэлектронов, вызванных рентгеновскими квантами переходного излучения [18]. Стало очевидным, что экспериментально удобнее использовать не слоистые среды, а пористое вещество с большим числом хаотически расположенных стенок типа пенопласта [18, 19]. В дальнейшем было предложено использовать в качестве детектора, основанного на регистрации рентгеновского переходного излучения, вещества, состоящего из большого числа мелких сверхпроводящих гранул. Фотоэлектроны, образованные квантами рентгеновского переходного излучения, приводят к разрушению сверхпроводящего состояния гранул перегретого коллоида и тем самым сильно меняют электромагнитные свойства детектора [20]. Эти вопросы подробно рассматривались на Международном симпозиуме по переходному излучению частиц высоких энергий (Ереван, 1977), в трудах которого [21] можно получить информацию о современном состоянии исследований.

Заметим, что переходное излучение может рассматриваться как высвечивание возбужденных быстрой частицей атомов вещества. При переходном излучении часть импульса в процессе излучения передается неоднородностям вещества, в то время как при излучении Вавилова — Черенкова изменение энергии и импульса частицы равно, соответственно, энергии и импульсу излучаемого кванта. В этом и состоит отличие одного излучения от другого. Волновые свойства частиц приводят к тому, что импульс не может быть передан веществу в одной точке [22]: эффективная длина,

на которой веществу передается импульс Δp порядка $(\Delta p)^{-1}$ ($\hbar = c = 1$). Именно на этой длине эффективно происходит процесс переходного излучения и возбужденные атомы высвечиваются когерентно. В переходном излучении когерентно высвечиваются не все атомы вдоль пути частицы, а только группы атомов на длине когерентности, т. е. на отрезках пути длиной $(\Delta p)^{-1}$; излучение с соседних отрезков некогерентно и в однородном веществе взаимно погашается, а в неоднородной погашается неполностью, что и приводит к переходному излучению. В отличие от этого при излучении Вавилова — Черенкова $\Delta p = 0$ и длина когерентности неограниченно растет, т. е. высвечивание атомов вдоль всего пути частицы когерентно. Поскольку интенсивность когерентного высвечивания будет в N раз больше интенсивности некогерентного высвечивания (N — число излучающих атомов), очевидно, почему излучение Вавилова — Черенкова регистрируется просто, а некогерентное высвечивание атомов в том же веществе незаметно.

Возникает вопрос, возможны ли процессы когерентного высвечивания возбужденных частицей атомов вещества, аналогичные излучению Вавилова — Черенкова, но не совпадающие с ним. Преимущества таких процессов в интенсивности очевидны. Однако, если такие процессы — более сложные электромагнитные взаимодействия, то их интенсивность должна содержать лишние степени постоянной электромагнитного взаимодействия $e^2 = (1/137)$. Поэтому основной вопрос состоит в том, может ли увеличение интенсивности из-за когерентности компенсировать уменьшение интенсивности за счет усложнения процесса.

Как показано в [23], такая возможность в действительности имеется, если рассматривать когерентное высвечивание возбужденных частицей атомов вещества в некотором специально выбранном внешнем электромагнитном поле. При таком рассмотрении возникает целый класс новых типов электромагнитных процессов в веществе, представляющих как самостоятельный интерес, так и создающих возможности для новых методов получения информации о свойствах заряженных частиц высокой энергии.

1. СОБСТВЕННОЕ ПОЛЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ В ВЕЩЕСТВЕ ЗАРЯДА И ВОЗНИКНОВЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ. ДЛИНА КОГЕРЕНТНОСТИ

Прежде чем рассматривать возникновение излучения в веществе, полезно найти собственное поле равномерно движущегося со скоростью v в веществе с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$ заряда e . Как известно, в веществе с частотной дисперсией диэлектрической проницаемости уравнения Максвелла строго говоря, можно записать только для фурье-компонент полей $E(\mathbf{R}, \omega)$ и $H(\mathbf{R}, \omega)$. Эти величины подчиняются уравне-

ниям ($c = 1$)

$$\left. \begin{aligned} (\Delta + \omega^2 \varepsilon(\omega)) \mathbf{E}(\mathbf{R}, \omega) &= -4\pi i \omega \mathbf{j}(\mathbf{R}, \omega) + 4\pi \nabla \rho(\mathbf{R}, \omega); \\ (\Delta + \omega^2 \varepsilon(\omega)) \mathbf{H}(\mathbf{R}, \omega) &= -4\pi \operatorname{rot} \mathbf{j}(\mathbf{R}, \omega). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Если искать решение этих уравнений в виде

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{R}, \omega) &= \int d^3 q \mathbf{E}(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}); \\ \mathbf{H}(\mathbf{R}, \omega) &= \int d^3 q \mathbf{H}(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

то нетрудно получить

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{H}(\mathbf{R}, \omega) &= 4\pi i \int d^3 q \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}) \frac{[\mathbf{q}, \mathbf{j}(\mathbf{q}, \omega)]}{q^2 - \omega^2 \varepsilon}; \\ \mathbf{E}(\mathbf{R}, \omega) &= 4\pi i \int \frac{d^3 q}{\varepsilon} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}) \frac{\omega \mathbf{e} \mathbf{j}(\mathbf{q}, \omega) - \mathbf{q} \rho(\mathbf{q}, \omega)}{q^2 - \omega^2 \varepsilon}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Отсюда следует, что для равномерно движущегося заряда

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_p(\mathbf{R}, t) &= \int d^3 q \mathbf{E}_p(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R} - i\mathbf{q}\mathbf{v}t); \\ \mathbf{E}_p(\mathbf{q}) &= \frac{ie}{2\pi^2 \varepsilon} \frac{\mathbf{v}(\mathbf{q}\mathbf{v}) \varepsilon - \mathbf{q}}{q^2 - (\mathbf{q}\mathbf{v})^2 \varepsilon}; \\ \mathbf{H}_p(\mathbf{R}, t) &= \int d^3 q \mathbf{H}_p(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R} - i\mathbf{q}\mathbf{v}t); \\ \mathbf{H}_p(\mathbf{q}) &= \frac{ie}{2\pi^2} \frac{[\mathbf{q}, \mathbf{v}]}{q^2 - (\mathbf{q}\mathbf{v})^2 \varepsilon}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Найдем теперь $\mathbf{H}(\mathbf{R}, \omega)$ на далеких расстояниях от источника поля. Для этого удобно использовать известную асимптотическую формулу

$$\int d^3 q \frac{f(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R})}{(k+q+i\delta)(k-q+i\delta)} \approx -2\pi^2 f(k\mathbf{n}) \frac{\exp(ikR)}{R}; \quad (5)$$

где $kR \gg 1$; $f(\mathbf{q})$ не имеет особенностей и введено обозначение $\mathbf{n} = (\mathbf{R}/R)$. Обозначив $\mathbf{k}(\omega) = \mathbf{n} \omega \sqrt{\varepsilon(\omega)}$ можно, используя (5), получить из (4) асимптотическое поведение фурье-компоненты магнитного поля на далеких расстояниях

$$\mathbf{H}(\mathbf{R}, \omega) = -i(2\pi)^3 [\mathbf{k}(\omega), \mathbf{j}(\mathbf{k}(\omega), \omega)] \exp(ik(\omega)R)/R. \quad (6)$$

Обратная пропорциональность поля расстоянию R от системы зарядов означает, что поле (6) является полем излучения. Как известно, энергия, излученная в направлении \mathbf{n} в элемент телесного угла $d\Omega$ в интервале частот $d\omega$, имеет вид

$$d\mathcal{E}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\omega)}} R^2 d\Omega d\omega |\mathbf{H}(\mathbf{R}, \omega)|^2. \quad (7)$$

Подстановка (6) в (7) дает

$$d\mathcal{E}(\mathbf{n}, \omega) = \omega^2 \sqrt{\varepsilon(\omega)} |(2\pi)^3 [\mathbf{n}, \mathbf{j}(\mathbf{k}(\omega), \omega)]|^2 d\omega d\Omega. \quad (8)$$

Предположим теперь, что частица с зарядом e движется с постоянной скоростью \mathbf{v} между моментами времени $t = -\tau$ и $t = +\tau$, а остальное время покоится. В этом случае

$$\mathbf{j}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{e\mathbf{v}}{(2\pi)^4} \int_{-\tau}^{\tau} \exp[i(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v})t] dt = \frac{e\mathbf{v}}{(2\pi)^4} 2 \frac{\sin\{(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v})\tau\}}{(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v})}, \quad (9)$$

так что излученная энергия имеет вид

$$d\mathcal{E}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{e^2}{\pi^2} \omega^2 \sqrt{\varepsilon(\omega)} [n\mathbf{v}]^2 \frac{\sin^2\{(\omega - \mathbf{k}(\omega)\mathbf{v})\tau\}}{(\omega - \mathbf{k}(\omega)\mathbf{v})^2} d\omega d\Omega. \quad (10)$$

Прежде всего рассмотрим предельный случай $\tau \rightarrow \infty$, когда

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}(\omega), \omega) = \frac{e\mathbf{v}}{(2\pi)^3} \delta(\omega - \mathbf{k}(\omega)\mathbf{v}) = \frac{e\mathbf{v}}{(2\pi)^3 \omega} \delta(1 - v\sqrt{\varepsilon} \cos\vartheta). \quad (11)$$

При $v^2\varepsilon < 0$ аргумент δ -функции никогда не проходит через нуль и поэтому $\mathbf{j}(\mathbf{k}(\omega), \omega)$, а с ним и излучаемая энергия обращается в нуль. При $v^2\varepsilon > 0$ подстановка (11) в (8) дает излучение Вавилова — Черенкова

$$d\mathcal{E}^{В.Ч} = e^2 \omega d\omega (T/2\pi) d\Omega [n\mathbf{v}] \sqrt{\varepsilon} \delta(1 - v\sqrt{\varepsilon} \cos\vartheta), \quad (12)$$

для которого угол вылета кванта ϑ определяется формулой

$$\cos\vartheta = 1/[v\sqrt{\varepsilon(\omega)}]. \quad (13)$$

Рассмотрим теперь изменение интенсивности излучения при конечных τ . От нуля и до $\tau_h = (\pi/2)(\omega - \mathbf{v}\mathbf{k}(\omega))^{-1}$ излученная энергия монотонно увеличивается пропорционально квадрату τ , так как излучение, испущенное из различных точек пути частицы, приходит в точку наблюдения с одинаковой фазой и когерентно складывается. Убывание интенсивности при $\tau > \tau_h$ можно связать с тем, что часть излученных волн приходит в точку наблюдения в противофазе и происходит частичное погашение волн. При $\tau = 2\tau_h$ вся излученная энергия обращается в нуль, это значит, что произошло взаимное погашение всех излученных волн в точке наблюдения. Отсюда следует, что максимальный интервал пути частицы, на котором происходит когерентное излучение, будет следующим:

$$l_h \approx 2v\tau_h = lv(\omega - \mathbf{v}\mathbf{k}(\omega))^{-1}.$$

Качественную картину излучения при произвольном движении частицы можно получить, считая, что весь путь частицы поделен на участки длиной $\sim v(\omega - \mathbf{v}\mathbf{k}(\omega))^{-1}$, причем с каждого

такого участка излучение происходит когерентно, а излучение с соседних участков некогерентно. Введение *длины когерентности* $l_k \sim v (\omega - vk(\omega))^{-1}$ удобно для качественного анализа излучения ультрарелятивистских частиц [22, 25]. Исчезновение излучения у равномерно движущегося заряда связано с взаимным погашением излучения от различных длин когерентности. Любая причина, изменяющая характер интерференции полей в точке наблюдения, должна, следовательно, приводить к излучению. Это, может быть, например, изменение скорости заряда, когда поля с участков вблизи поворота траектории не погашают друг друга и возникает тормозное излучение. При равномерном движении заряда в веществе с неоднородными диэлектрическими свойствами поле заряда возбуждает атомы вещества вдоль пути частицы, неоднородность диэлектрических свойств вещества приводит к тому, что излучение от соседних длин когерентности различно по величине и не сокращается при интерференции. Излучение, обусловленное рассеянием собственного поля заряда на атомах вещества, получило название *переходного излучения*.

Естественно, что в общем случае возможно излучение, связанное с рассеянием заряженной частицы в веществе и с рассеянием собственного поля в веществе. Однако удобно исследовать свойства этих двух видов излучения отдельно.

Существенное различие между переходным и тормозным излучением состоит в различной зависимости интенсивности излучения от массы покоя частицы. Тормозное излучение обратно пропорционально квадрату массы частицы, в то время как переходное излучение не зависит от массы частицы. Поэтому переходное излучение — основное в излучении частиц с большой массой, а тормозное излучение более существенно для легких частиц.

Заметим, что при столкновении быстрой частицы с атомом возникают электроны отдачи и излучение электронов отдачи. Поскольку обычно в таком процессе более вероятна передача относительно малых порций энергии, движение быстрой частицы можно приближенно считать равномерным. Поэтому излучение электронов отдачи также следует отнести к переходному излучению.

Следует отметить специфические особенности процесса излучения квантов ультрарелятивистскими частицами. Если заряд рассеивается на покоящихся атомах вещества упруго при тормозном излучении или если свойства вещества не меняются во времени, то обмена энергии со средой в процессе излучения не происходит, веществу передается только импульс Δp . Законы сохранения при излучении имеют вид:

$$E_0 - E - \omega = 0; \quad p_0 - p - k = \Delta p. \quad (14)$$

Чтобы найти длину когерентности, определим передаваемый веществу в продольном (по \mathbf{p}_0) направлении импульс Δp_{\parallel} . Как нетрудно убедиться, при $p_0 \gg M$:

$$\begin{aligned} \Delta p_{\parallel} &= p_0 - p \cos \vartheta - k \cos \vartheta_{\gamma} \approx \\ &\approx M^2 \omega / (2E_0 E) + p (1 - \cos \vartheta) + \omega - k \cos \vartheta_{\gamma} \end{aligned}$$

для больших частот, когда $\varepsilon(\omega) = 1 - (\omega_p/\omega)^2$, $\omega^2 \gg \omega_p^2 = 4\pi n e^2/m$, и малых углов $\vartheta \ll 1$, $\vartheta_{\gamma} \ll 1$ можно получить

$$\Delta p_{\parallel} = \frac{\omega}{2} \left(\frac{M^2}{E_0 E} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \frac{p}{\omega} \vartheta^2 + \vartheta_{\gamma}^2 \right). \quad (15)$$

Из (15) нетрудно видеть, что продольный передаваемый импульс не может быть меньше минимального значения

$$\Delta p_{\parallel}^{\min} = (\omega/2) (M^2/E_0 E + \omega_p^2/\omega^2). \quad (16)$$

Длина когерентности определяется обратной величиной продольного передаваемого импульса

$$l_{\text{ког}} \sim v (\omega - \mathbf{k}(\omega) \mathbf{v})^{-1} \sim (1/\omega) (M^2/E^2 + \omega_p^2/\omega^2)^{-1}. \quad (17)$$

Наиболее существенным для излучения ультрарелятивистских частиц является то обстоятельство, что длина когерентности (17) может существенно превышать атомные размеры при сверхвысоких энергиях. Формирование кванта излучения происходит на макроскопических длинах и поэтому становится возможным влияние конкурирующих процессов. Для тормозного излучения быстрых электронов это обстоятельство было впервые отмечено Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуком [26], для процесса образования пар — А. Б. Мигдалом [27]. Эффекты когерентности в тормозном излучении и влияние конкурирующих процессов рассмотрены в [13, 22, 28].

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ БЫСТРОЙ ЧАСТИЦЕЙ. КИЛЬВАТЕРНЫЙ ЗАРЯД

Уравнение Максвелла

$$\operatorname{div} \mathbf{E}(\mathbf{R}, \omega) = 4\pi \rho(\mathbf{R}, \omega) / \varepsilon(\omega) = 4\pi \rho(\mathbf{R}, \omega) + 4\pi \rho(\mathbf{R}, \omega) (1/\varepsilon(\omega) - 1) \quad (18)$$

содержит диэлектрическую проницаемость $\varepsilon(\omega)$ в знаменателе, поэтому результат интегрирования при переходе к зависящим от времени величинам связан с расположением нулей диэлектрической проницаемости. Как известно, нули функции $\varepsilon(\omega)$ лежат ниже действительной оси ω . Поэтому при обратном преобразова-

нии Фурье (18), получим

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = & 4\pi\rho(\mathbf{R}, t) + 4\pi \int_0^{\infty} d\tau \rho(\mathbf{R}, t - \tau) \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{1 - \varepsilon(\omega)}{\varepsilon(\omega)} \exp(i\omega\tau), \end{aligned} \quad (19)$$

где нижний предел интегрирования по τ заменен нулем при отсутствии нулей $\varepsilon(\omega)$ в верхней полуплоскости. Интеграл по частотам в (19) определяется полюсами подынтегрального выражения, т. е. нулями $\varepsilon(\omega)$ и сводится к сумме вкладов от различных полюсов, что позволяет исследовать вклад каждого полюса отдельно. Полюса, расположенные далеко от действительной оси ω , приведут к появлению в интеграле по τ быстро спадающей экспоненты, что позволит вынести $\rho(\mathbf{R}, t - \tau)$ из-под знака интегрирования по τ в точке $\tau = 0$. Поэтому вклад от такого полюса приведет к слагаемому, состоящему из произведения $\rho(\mathbf{R}, t)$ на малый по сравнению с единицей множитель. Это слагаемое будет мало по сравнению с первым членом правой части (19), следовательно, далекие от действительной оси ω полюса дают несущественный вклад в (19). Поэтому основное внимание следует уделить близким к действительной оси полюсам. Но из-за четности действительной части $\varepsilon(\omega)$ нули $\varepsilon(\omega)$ у действительной оси лежат попарно в точках $\pm\omega_p - i\gamma_p$, $\gamma_p \ll \omega_p$. Вклад от таких полюсов дает из (19)

$$\operatorname{div} \mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = 4\pi\rho(\mathbf{R}, t) + 4\pi\rho_w(\mathbf{R}, t), \quad (20)$$

где

$$\rho_w(\mathbf{R}, t) = - \int_0^{\infty} d\tau \rho(\mathbf{R}, t - \tau) \sum_p \frac{2 \sin \omega_p \tau}{\left| \frac{\partial \operatorname{Re} \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_p}} \exp(-\gamma_p \tau). \quad (21)$$

Для равномерно движущегося со скоростью v заряда Ze это дает

$$\rho_w(\mathbf{R}, t) = \frac{Ze}{v} \delta(y) \delta(z) \Theta(vt - x) \sum_p 2 \frac{\sin(\omega_p x/v - \omega_p t)}{\left| \frac{\partial \operatorname{Re} \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_p}}, \quad (22)$$

где $\Theta(x)$ — единичная ступенчатая функция; $\Theta(x) = 0$ при $x < 0$, $\Theta(x) = 1$ при $x > 0$. Из (22) видно, что поведение $\rho_w(\mathbf{R}, t)$ отличается от поведения $\rho(\mathbf{R}, t)$. После пролета частицы в ее кильватере возникают продольные колебания плотности электрического заряда, которые существуют в течение времени порядка γ_p^{-1} . Происхождение этих колебаний связано с тем, что движущая-

ся частица возбуждает в веществе продольные колебания — плазмоны, продольные оптические фононы, продольные экситоны. Как известно, частоты таких колебаний определяются условием обращения в нуль $\epsilon(\omega)$. Плотность заряда (22) получила название *плотности кильватерного заряда*. Качественные соображения о существовании таких колебаний были высказаны Бором [29], плотность кильватерного заряда для быстрой частицы в плазме вычислена в [30]. Внимание к кильватерному заряду при прохождении быстрой частицы в твердом теле было привлечено в работе [31], где рассматривали связанные состояния в кильватерном потенциале иона, после чего появилось большое число работ, исследовавших влияние кильватерного заряда на разлет ионов при развале быстрых молекул, проходящих через тонкие пленки вещества [32—40].

Следует подчеркнуть, что использованное выше макроскопическое рассмотрение колебаний кильватерного заряда справедливо лишь в том случае, когда пространственный период этих колебаний v/ω_p остается макроскопическим, т. е. превышает межатомные расстояния. Это ограничивает снизу скорости рассматриваемых частиц условием

$$v > (\omega_p/mc^2). \quad (23)$$

При нарушении этого условия необходимо специальное рассмотрение. Для широкого класса твердых тел возможно существование коллективных колебаний электронов — плазмонов, частота которых соответствует обращению в нуль диэлектрической проницаемости вида

$$\epsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2 + 2i\gamma_p\omega, \quad (24)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi n e^2/m$. Для металлов n — число электронов проводимости в единице объема, для полупроводников n — число электронов валентной зоны в единице объема [41]. Для существования плазмонов достаточно, чтобы (24) была применима в области частот $\omega \sim \omega_p$. Но, как известно, выражение вида (24) справедливо в области больших частот для любого вещества. Отклонения от (24) возникают только при частотах, сравнимых с собственными частотами. Поэтому для применимости (24) в области $\omega \sim \omega_p$ достаточно, чтобы собственные частоты были меньше ω_p . В полупроводниках условие $\omega_p > E_g$, где E_g — ширина запрещенной зоны, выполняется и поэтому возможно существование плазмонов [41]. Для пространственной дисперсии, т. е. зависимости ϵ не только от частоты, но и от волнового вектора, выражение для плотности кильватерного заряда несколько усложняется. Вместо (18) нужно теперь исходить из уравнения

$$iq_i \epsilon_{ik}(\mathbf{q}, \omega) E_s(\mathbf{q}, \omega) = 4\pi\rho(\mathbf{q}, \omega). \quad (25)$$

Учитывая, что диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon_{is}(\mathbf{q}, \omega) = (\delta_{is} - q_i q_s q^{-2}) \varepsilon^l(q, \omega) + q_i q_s q^{-2} \varepsilon^l(q, \omega), \quad (26)$$

можно преобразовать (25) к виду

$$i\mathbf{q}\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega) = 4\pi\rho(\mathbf{q}, \omega) + 4\pi\rho(\mathbf{q}, \omega)(1/\varepsilon^l(q, \omega) - 1). \quad (27)$$

Это дает для плотности кильватерного заряда формулу

$$\begin{aligned} \rho_W(\mathbf{R}, t) = & \int d^3r \int d\tau \rho(\mathbf{R} - \mathbf{r}, t - \tau) \times \\ & \times \iint \frac{d^3q d\omega}{(2\pi)^4} \left(\frac{1}{\varepsilon^l(q, \omega)} - 1 \right) \exp(i\omega\tau - i\mathbf{q}\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (28)$$

Колебания кильватерного заряда создают кильватерный потенциал, который действует на первичную частицу, приводя к ее торможению. Из уравнения (28) и

$$\Delta\varphi_W(\mathbf{R}, t) = -4\pi\rho_W(\mathbf{R}, t) \quad (29)$$

можно найти кильватерный потенциал, который в точке $\mathbf{r}_0(t)$, где находится первичная частица, имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi_W(\mathbf{r}_0(t), t) = & -\frac{Ze}{4\pi^3} \int \frac{d^3q}{q^2} \left(\frac{1}{\varepsilon^l(q, \omega)} - 1 \right) \times \\ & \times \int_0^\infty d\tau \exp\{i\omega\tau - i\mathbf{q}(\mathbf{r}_0(t) - \mathbf{r}_0(t - \tau))\}. \end{aligned} \quad (30)$$

Считая изменение скорости малым $\mathbf{r}_0(t - \tau) \approx \mathbf{r}_0(t) - \tau\mathbf{v}_0(t)$, можно получить

$$\varphi_W(\mathbf{r}_0(t), t) = -\frac{Ze}{2\pi^2} \int \frac{d^3q}{q^2} \frac{1}{\varepsilon^l(q, \mathbf{q}\mathbf{v}_0(t))}. \quad (31)$$

Энергия, потерянная частицей за единицу времени, определяется силой торможения, действующей на частицу со стороны кильватерного заряда

$$\begin{aligned} d\mathcal{E}/dt = & Ze\mathbf{v}_0(t) \mathbf{E}_W(\mathbf{r}_0(t), t) = \\ = i & \frac{Z^2 e^2}{\pi} \int \omega d\omega \int \frac{q_\perp dq_\perp}{q_\perp^2 v^2 + \omega^2} \frac{1}{\varepsilon(\sqrt{q_\perp^2 + \omega^2 v_0^2}(t, \omega))}, \end{aligned} \quad (32)$$

что совпадает с обычным выражением [42].

Пространственные осцилляции кильватерного заряда приводят к тому, что при движении двух частиц друг за другом колебания кильватерного заряда могут взаимно усиливаться или погашаться в зависимости от расстояния между частицами. В соответствии с этим может усиливаться или погашаться и кильватерный потенциал, а, следовательно, и потери энергии двух частиц. Таким образом, колебания кильватерного заряда приво-

дят к интерференции потерь энергии двух частиц. Это обстоятельство было исследовано теоретически в [34, 43, 44] и подтверждено экспериментально [44, 45].

3. ИЗЛУЧЕНИЕ РАВНОМЕРНО ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА В ВОЗБУЖДЕННОМ ВЕЩЕСТВЕ

Законы сохранения энергии и импульса в процессе излучения кванта в веществе заряженной частицей рассматривались выше без учета обмена энергией с веществом. Учтем теперь возможность того, что при излучении часть энергии передается веществу. Тогда вместо (14) можно написать [46]:

$$E_0 - E - \omega = \Delta E; \quad \mathbf{p}_0 - \mathbf{p} - \mathbf{k} = \Delta \mathbf{p}. \quad (33)$$

Нетрудно видеть, повторяя рассуждения при выводе (16), что минимальное значение передаваемого при излучении продольного импульса примет следующий вид:

$$(\Delta p_{\parallel})_{\min} = \Delta E + (\omega/2) (m^2/E^2 + \omega_p^2/\omega^2). \quad (34)$$

Если энергия передается веществу, то минимальный передаваемый импульс увеличивается, это значит, что длина когерентности уменьшается, а, следовательно, уменьшается и вероятность процесса. Обратные результаты получаются в том случае, если в процессе излучения энергия передается от вещества, т. е. вещество до излучения находилось в возбужденном состоянии, а после излучения энергия вещества понизилась. В этом случае

$$\boxed{(\Delta p_{\parallel})_{\min}} = (\omega/2) (m^2/E^2 + \omega_p^2/\omega^2) - |\Delta E|. \quad (35)$$

При больших энергиях частиц и больших частотах излучаемых квантов влияние обмена энергией скажется даже при малых $|\Delta E|$. Особенно интересен случай, когда передаваемый веществу импульс обращается в нуль. В этом случае излучение кванта становится возможным только за счет передачи энергии. Такой процесс может осуществляться в однородно возбужденном веществе. Будем полагать известной диэлектрическую проницаемость невозбужденного вещества $\epsilon(\omega)$. Рассмотрим, какие особенности возникают при поляризации содержащего возбужденные атомы вещества электромагнитным полем $\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = \int d\omega \mathbf{E}(\mathbf{R}, \omega) \times \exp(-i\omega t)$. Волновая функция возбужденного атома до включения поля представляет собой суперпозицию стационарных состояний атома $\Psi(\mathbf{r}, t) = \sum_n a_n \Psi_n^0(\mathbf{r}, t)$, где коэффициенты разложения можно считать медленными функциями времени. Это предполагает медленность всех релаксационных процессов по сравнению с рассматриваемым процессом излучения. Включение

поля изменяет волновую функцию на малую величину $\Phi(\mathbf{r}, t) = \sum_n C_n(t) \Psi_n^0(\mathbf{r}, t)$, в которой коэффициенты разложения $C_n(t)$ меняются во времени гораздо быстрее, чем a_n . В линейном по полю приближении из уравнения Шредингера с оператором взаимодействия с полем вида $-\mathbf{dE}$ (\mathbf{d} — оператор дипольного момента атома) можно выразить C_n через a_n (\mathbf{R} — координата центра инерции атома)

$$C_n(\mathbf{R}, t) = \sum_s a_s \int \frac{d\omega}{\omega_{ns} - \omega - i0} \mathbf{d}_{ns} \mathbf{E}(\mathbf{R}, \omega) \exp\{i(\omega_{ns} - \omega)t\}, \quad (36)$$

где предполагается, что включение поля произошло в момент времени $t = -\infty$. Индуцированный полем в веществе дипольный момент единицы объема удобно разбить на часть, соответствующую невозбужденному веществу $\mathbf{P}_0(\mathbf{r}, t)$ и поправку к ней $\mathbf{P}_1(\mathbf{r}, t)$, обусловленную наличием возбуждений:

$$4\pi\mathbf{P}_1(\mathbf{r}, t) = \sum_{n,s}' \int d\omega Q_{ns}(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \exp\{i(\omega_{ns} - \omega)t\}, \quad (37)$$

где $\mathbf{E} = \mathbf{e} | E |$; $Q_{ns}(\omega) = 4\pi n_0 a_n^* a_s \sum_m (\mathbf{e} \mathbf{d}_{nm}) (\mathbf{e} \mathbf{d}_{ms}) [(\omega_{ms} - \omega)^{-1} + (\omega_{mn} + \omega)^{-1}]$; $n \neq s$.

Отсюда следует, что индукция \mathbf{D} связана с полем \mathbf{E} соотношением

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \sum_{n,s}' Q_{ns}(\omega + \omega_{ns}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega + \omega_{ns}). \quad (38)$$

Таким образом, если в невозбужденном веществе индукция колеблется с той же частотой, что и поле, то в возбужденном веществе есть составляющая индукции, колеблющаяся с комбинационными частотами $\omega + \omega_{ns}$. Это доказывает эквивалентность вещества с возбужденными атомами веществу с нестационарными свойствами, т. е. с переменной во времени диэлектрической проницаемостью [47]. Следует отметить, что излучение частицы в среде с феноменологически заданной зависимостью $\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \cos(\mathbf{kr} - \Omega t)$ изучалось в [48].

Перейдем теперь непосредственно к задаче об излучении равномерно движущегося заряда в однородно возбужденном веществе. Наличие поправок, обусловленных возбуждением, в поляризации и в индукции (37) приведет к тому, что поле равномерно движущегося заряда в возбужденном веществе \mathbf{E}, \mathbf{H} будет отличаться от поля в невозбужденном веществе $\mathbf{E}_p, \mathbf{H}_p$ (4) на величину \mathbf{E}_1 и \mathbf{H}_1 . Вычитая из уравнения Максвелла для возбужденного вещества те же уравнения для невозбужденного вещества, можно,

например, получить уравнение для $\mathbf{H}_1(\mathbf{r}, \omega)$ в следующем виде:

$$(\Delta + \omega^2 \varepsilon) \mathbf{H}_1(\mathbf{r}, \omega) = -\omega \varepsilon \sum'_{n,s} (\omega + \omega_{n,s}) Q_{n,s}(\omega + \omega_{n,s}) \mathbf{H}_0(\mathbf{r}, \omega + \omega_{n,s}). \quad (39)$$

Сравнивая это уравнение с (1), нетрудно видеть, что правая часть играет роль ротора плотности тока, поэтому решение (39) на больших расстояниях можно получить аналогично (10). Энергию, излученную в элемент телесного угла $d\Omega$ в направлении $\mathbf{n} = (\mathbf{r}/r)$ в интервале частот $d\omega$, можно получить аналогично (12) и $(\mathbf{k}(\omega) = n\omega \sqrt{\varepsilon(\omega)})$ [47]:

$$d\mathcal{E} = \frac{T}{2\pi} \frac{\omega^2 \varepsilon^{5/2}(\omega) (\mathbf{k}\mathbf{v})^2 [\mathbf{k}\mathbf{v}]^2}{k^2 - (\mathbf{k}\mathbf{v})^2 \varepsilon(\mathbf{k}\mathbf{v})} \times \\ \times \sum'_{n,s} |Q_{n,s}(\mathbf{k}\mathbf{v})|^2 \delta(\omega + \omega_{n,s} - \mathbf{k}\mathbf{v}) d\omega d\Omega, \quad (40)$$

где T — полное время пролета заряда через вещество. Из (40) следует, что каждому значению $\omega_{n,s}$ отвечает свой угол вылета излучения $\theta_{n,s}$. Этот угол связан со скоростью частицы и частотой излучения формулой [46, 47]:

$$\cos \theta_{n,s} = [1/v \sqrt{\varepsilon(\omega)}] (1 - |\omega_{n,s}|/\omega), \quad (41)$$

которая при $\omega_{n,s} \rightarrow 0$ переходит в условие излучения Вавилова — Черенкова.

Подчеркнем, что излучение для заданной величины $\omega_{n,s}$ возможно только в том случае, если

$$|\omega_{n,s}| > |\omega| (1 - v \sqrt{\varepsilon(\omega)}). \quad (42)$$

4. КОГЕРЕНТНОЕ ВЫСВЕЧИВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЧАСТИЦЕЙ АТОМОВ ВЕЩЕСТВА ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

Как отмечено выше, при излучении кванта быстрой частицей в веществе все атомы вещества, лежащие внутри некоторой эффективной области пространства, участвуют в процессе когерентно. Продольная длина этой области (вдоль начального импульса частицы) — длина когерентности — растет с энергией и для больших энергий может достигать макроскопических размеров. Возникает вопрос, возможна ли ситуация, когда в процессе излучения когерентно участвуют атомы вдоль всего пути частицы. Широко известное излучение Вавилова — Черенкова является самым простым примером такого процесса. Действительно, с микроскопической точки зрения можно сказать, что источником излучения Вавилова — Черенкова является не сама заряженная частица, а возбужденные ей атомы вещества. Поскольку при излучении Вавилова — Черенкова нет передачи энергии или

импульса веществу, продольный передаваемый веществу импульс стремится к нулю, и следовательно, длина когерентности неограниченно растет, т. е. когерентно высвечиваются возбужденные атомы, лежащие вдоль всего пути частицы. При изменении скорости частицы $v^2\varepsilon$ меняется и может проходить через значение, равное единице. Выше этого значения при $v^2\varepsilon > 1$ излучение Вавилова — Черенкова существует, а ниже — нет. Это означает, что когерентное высвечивание возбужденных атомов возможно (при данной частоте) под одним углом, изменяющимся со скоростью, а при $v^2\varepsilon < 1$ направление когерентного высвечивания исчезает. Естественно, что направление когерентного высвечивания зависит от пространственно-временного распределения возбужденных атомов. Именно это распределение меняется со скоростью частицы. Отсюда следует, что действие на вещество электромагнитного поля может изменить распределение возбужденных атомов, а следовательно, изменить направление когерентного высвечивания или привести к появлению новых направлений когерентного высвечивания.

Электромагнитное поле должно быть таким, чтобы процесс излучения происходил без передачи энергии или импульса веществу. Это полностью обеспечивается тем, что участвующий в процессе излучения атом после взаимодействия с частицей, с полем и испускания кванта остается в том же самом состоянии, что и до взаимодействия. Действие поля электромагнитной волны на атом может быть сведено к поглощению квантов волны атомом. Полагая, что возбуждающая атом быстрая частица изменяет при этом импульс от \mathbf{p} до $\mathbf{p} - \mathbf{q}$ и что кроме этого, атом поглощает кванты с импульсами $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 \dots$ и испускает квант с импульсом \mathbf{k} можно написать законы сохранения энергии и импульса

$$\mathbf{q} + \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \dots = \mathbf{k}; \quad (43)$$

$$(p^2 + m^2)^{1/2} - [(p - q)^2 + m^2]^{1/2} + \omega_1 + \omega_2 \dots = \omega \quad (44)$$

при $q \ll p$ (44) принимает вид

$$q\mathbf{v} + \omega_1 + \omega_2 \dots = \omega. \quad (45)$$

Подстановка (43) в (45) приводит к выражению для угла вылета излучаемого кванта θ [53]:

$$\cos \theta = [1/v \sqrt{\varepsilon(\omega)}] \{1 - (1/\omega) (\omega_1 - \mathbf{k}_1\mathbf{v} + \omega_2 - \mathbf{k}_2\mathbf{v} \dots)\}. \quad (46)$$

Если частота поглощаемых квантов стремится к нулю, то (46) переходит в обычную формулу для угла вылета излучения Вавилова — Черенкова [3].

Рассматриваемый эффект можно описать как результат действия трех полей: поля частицы, поля волны с частотой ω_1 и поля волны с частотой ω_2 на атом, т. е. как результат нелинейного

взаимодействия электромагнитного поля с веществом. Такого рода явления рассматриваются в нелинейной оптике методами нелинейной макроскопической электродинамики [49, 50]. Нелинейные свойства вещества описываются в этом случае феноменологически введением нелинейных восприимчивостей различных порядков. Для не слишком сильных полей зависимость нелинейной поляризации среды от полного поля $\mathbf{E}^t(\mathbf{r}, t)$ в первоначально однородном, изотропном и стационарном веществе имеет вид

$$P_i^{NL}(\mathbf{r}, \omega) = \int \int d\omega' d\omega'' \chi(\omega, \omega', \omega'') E_i^t(\mathbf{r}, \omega - \omega') E_j^t(\mathbf{r}, \omega' - \omega'') E_j^t(\mathbf{r}, \omega''), \quad (47)$$

где $\chi(\omega, \omega', \omega'')$ — нелинейная восприимчивость третьего порядка (для ряда веществ значения χ измерялись в [51, 52]). Выберем теперь возбуждающее электромагнитное поле в виде [23]:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e} \{E_{01} \cos(k_1 r - \omega_1 t - \varphi_1) + E_{02} \cos(k_2 r - \omega_2 t - \varphi_2)\}, \quad (48)$$

так что полное поле

$$\mathbf{E}^t(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (49)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ включает собственное поле частицы и поле когерентного высвечивания возбужденных атомов. Если рассматривать частоты, не совпадающие с частотами возбуждающего поля, то линейная часть поляризации вещества зависит только от поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и учитывается введением диэлектрической проницаемости вещества.

Из (47) — (49) следует, что в указанной области частот электрическая индукция будет связана с полем соотношением [23]:

$$D_i(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_{ij} E_j(\mathbf{r}, \omega) + \sum_{\alpha, \beta=1, 2} \sum_{\xi, \eta=\pm 1} Q_{ij}(\omega, \alpha, \beta, \xi, \eta) \times \exp(i\xi \mathbf{k}_\alpha \mathbf{r} - i\eta \mathbf{k}_\beta \mathbf{r}) E_i(\mathbf{r}, \omega - \xi \omega_\alpha + \eta \omega_\beta), \quad (50)$$

где использованы обозначения

$$Q_{ij}(\omega, \alpha, \beta, \xi, \eta) = \pi (1 - \delta_{\alpha\beta} \delta_{\xi\eta}) \{ \delta_{ij} \chi(\omega, -\xi \omega_\alpha + \eta \omega_\beta, \eta \omega_\beta) + e_i e_j (\chi(\omega, \omega - \xi \omega_\alpha, \eta \omega_\beta) + \chi(\omega, \omega - \xi \omega_\alpha, \omega - \xi \omega_\alpha + \eta \omega_\beta)) E_{0\alpha} E_{0\beta} \exp(i\xi \varphi_\alpha - i\eta \varphi_\beta); \quad (51)$$

$$\varepsilon_{ij} \equiv (\varepsilon + \kappa) \delta_{ij} + e_i e_j b = \varepsilon \delta_{ij} + \pi \sum_{\alpha=1, 2} \sum_{\xi=\pm 1} E_{0\alpha}^2 \{ \delta_{ij} \chi(\omega, 0, \xi \omega_\alpha) + e_i e_j (\chi(\omega, \omega - \xi \omega_\alpha, \xi \omega_\alpha) + \chi(\omega, \omega - \xi \omega_\alpha, \omega)) \}. \quad (52)$$

Из (50) следует, что действие возбуждающего поля делает вещество анизотропным, неоднородным и нестационарным.

Для фурье-компонент поля

$$\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega) = (2\pi)^{-3} \int d^3r \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r})$$

уравнения Максвелла приводят к уравнению

$$\begin{aligned} & (q^2 \delta_{ij} - q_i q_j - \omega^2 \epsilon_{ij}) E_j(\mathbf{q}, \omega) = \\ & = 4\pi i \omega e v_i (2\pi)^{-3} \delta(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}) + \\ & + \omega^2 \sum_{\alpha, \beta=1, 2} \sum_{\xi, \eta=\pm 1} Q_{ij}(\omega, \alpha, \beta, \xi, \eta) \times \\ & \times E_j(\mathbf{q} - \xi \mathbf{k}_\alpha + \eta \mathbf{k}_\beta, \omega - \xi \omega_\alpha + \eta \omega_\beta). \end{aligned} \quad (53)$$

Если пренебречь наведенной полем анизотропией первоначально однородного и изотропного вещества, то можно получить выражение для излучаемой при когерентном высвечивании энергии в элементе телесного угла $d\Omega$ в интервале частот $d\omega$:

$$\begin{aligned} d\mathcal{E}(\mathbf{n}, \omega) &= \omega^4 \sqrt{\epsilon(\omega)} d\omega d\Omega T (2\pi^3) \times \\ & \times \{Q_{ij}(\omega) (\delta_{ie} - n_i n_e) Q_{se}^*(\omega) E_{ps}^*(\mathbf{k}(\omega) - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \times \\ & \times E_{pj}(\mathbf{k}(\omega) - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\} \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2 - \mathbf{v}(\mathbf{k}(\omega) - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)), \end{aligned} \quad (54)$$

где введено обозначение

$$\begin{aligned} \mathbf{k}(\omega) &= \mathbf{n}\omega \sqrt{\epsilon(\omega)}; \\ Q_{ij}(\omega) &= Q_{ij}(\omega, 1, 2, 1, -1) + Q_{ij}(\omega, 2, 1; 1, -1). \end{aligned}$$

Наличие в (44) δ -функции обеспечивает выполнение законов сохранения (43), (44) при когерентном высвечивании. Угол между направлением когерентного высвечивания и скоростью частицы определен в (46).

Поскольку нелинейные восприимчивости малы (порядка отношения внешних полей к атомным полям) пропорциональные им величины Q_{ij} малы. Поэтому интенсивность когерентного высвечивания достаточно слаба. Следует искать возможности увеличения интенсивности когерентного высвечивания. Одна из таких возможностей состоит в использовании резонансных полей накачки. При этом использованный выше метод рассмотрения становится некорректным и необходимо новое рассмотрение.

5. КОГЕРЕНТНОЕ ВЫСВЕЧИВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЧАСТИЦЕЙ АТОМОВ ВЕЩЕСТВА В РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ

Как уже отмечалось, изменение пространственно-временного распределения возбуждений при действии поля может привести к возникновению направлений когерентного высвечивания возбужденных частицей атомов вещества.

Однако наиболее сильное изменение заселенностей возбужденных состояний атомов возникает при действии резонансного поля, частота которого совпадает с частотами перехода электрона в атоме [57]. В том случае, когда поле резонансно по отношению к переходам из основного в возбужденное состояние, вещество возбуждается полем сильнее, чем частицей. Для того чтобы основное возбуждение вещества производилось частицей, можно выбрать поле резонансным по отношению к переходам между возбужденными состояниями. В этом случае на невозбужденный атом поле почти не действует, а в возбужденном атоме резонансное поле существенно меняет распределение заселенности возбужденных уровней. Поэтому выберем частоты поля (48) так, чтобы [23]:

$$\omega_1 = E_2 - E_1 + \varepsilon_1 = \omega_{21} + \varepsilon_1; \quad \omega_2 = E_3 - E_2 + \varepsilon_2 = \omega_{32} + \varepsilon_2, \quad (55)$$

где $E_3 > E_2 > E_1$ — энергии возбужденных состояний атома.

Отсутствие достаточно подробных экспериментальных сведений о поведении нелинейной восприимчивости $\chi(\omega, \omega', \omega'')$ в области резонансных частот делает невозможной оценку эффекта рассмотренным выше феноменологическим методом. Поэтому для оценки эффекта можно использовать микроскопическое рассмотрение, вычисляя непосредственно нелинейную часть поляризации вещества

$$\mathbf{P}^{NL}(\mathbf{q}, \omega) = (2\pi)^{-3} \int d^3r \mathbf{P}^{NL}(\mathbf{r}, \omega) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}). \quad (56)$$

Эта величина связана с индуцированным дипольным моментом, расположенным в точке \mathbf{r} атома:

$$\mathbf{d}(\mathbf{r}, t) = \int d^3q \int d\omega \mathbf{d}(\mathbf{q}, \omega) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} - i\omega t) \quad (57)$$

формулой

$$\mathbf{P}^{NL}(\mathbf{q}, \omega) = n_0 \zeta \mathbf{d}^{NL}(\mathbf{q}, \omega). \quad (58)$$

Коэффициент ζ , учитывающий отличие действующего на атом поля от среднего, имеет вид [50]

$$\zeta = \prod_{i=1}^n \frac{1}{3} (\varepsilon(\omega_i) + 2). \quad (59)$$

Нелинейную часть дипольного момента $\mathbf{d}^{NL}(\mathbf{q}, \omega)$ можно выразить через амплитуды заселенностей $C_s(\mathbf{R}, t)$ возбужденных состояний атома в поле

$$\begin{aligned} \mathbf{d}^{NL}(\mathbf{q}, \omega) = \sum_s \{ & \mathbf{d}_{0s} C_s^{NL}(\mathbf{q}, \omega - \omega_{s0}) + \\ & + \mathbf{d}_{s0} C_s^{NL*}(-\mathbf{q}, -\omega - \omega_{s0}) \}, \end{aligned} \quad (60)$$

где

$$C_s(\mathbf{q}, \omega) = (2\pi)^{-4} \int d^3R \int dt C_s(\mathbf{R}, t) \exp(i\omega t - i\mathbf{q}\mathbf{R}), \quad (61)$$

и предполагается, что возбуждение атома слабое $C_s \ll C_0 \approx 1$. Как известно, в длинноволновом поле $C_s(\mathbf{R}, t)$ удовлетворяют уравнению

$$i \frac{\partial C_s(\mathbf{R}, t)}{\partial t} = - \sum_n \mathbf{d}_{sn} \mathbf{E}(\mathbf{R}, t) C_n(\mathbf{R}, t) \exp(i\omega_{sn}t). \quad (62)$$

При решении системы уравнений (62) предположим, что переходы $3 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ обусловлены резонансным полем (48), переходы $0 \rightarrow 2$ запрещены и более высокие уровни E_n ($n \geq 4$) не влияют на заселенность уровней E_1, E_2, E_3 . Предположим также, что резонансное поле успевает перебросить электрон с одного уровня на другой за время жизни возбужденного состояния, т. е. что выполнены условия

$$\begin{aligned} |V_{21}| \gg \gamma_1, \gamma_2; |V_{32}| \gg \gamma_1\gamma_2; V_{21} = -\mathbf{d}_{21}\mathbf{E}_{01}/2; \\ V_{32} = -\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}_{02}/2. \end{aligned} \quad (63)$$

При сделанных предположениях из (62) следует система уравнений:

$$\begin{aligned} (\omega + i\gamma_3) C_3(\mathbf{q}, \omega) &= V_{32} C_2(\mathbf{q} - \mathbf{k}_2, \omega - \varepsilon_2) + U_{30}(\mathbf{q}, \omega); \\ (\omega + i\gamma_2) C_2(\mathbf{q}, \omega) &= V_{21} C_1(\mathbf{q} - \mathbf{k}_1, \omega - \varepsilon_1) + V_{23} C_3(\mathbf{q} + \mathbf{k}_2, \omega + \varepsilon_2); \\ (\omega + i\gamma_1) C_1(\mathbf{q}, \omega) &= V_{12} C_2(\mathbf{q} + \mathbf{k}_1, \omega + \varepsilon_1) + U_{10}(\mathbf{q}, \omega), \end{aligned} \quad (64)$$

где $U_{n0}(\mathbf{q}, \omega) = -\mathbf{d}_{n0}\mathbf{E}_p(\mathbf{q}, \omega)$ и предполагается, что возбуждение атома из основного состояния производится полем частицы. Пренебрегая ширинами уровней, можно из (64) получить [23]:

$$\begin{aligned} C_3(\mathbf{q}, \omega) &= \frac{1}{\omega} U_{30}(\mathbf{q}, \omega) + \\ &+ \frac{(\omega - \varepsilon_1 - \varepsilon_2) |V_{32}|^2 U_{30}(\mathbf{q}, \omega) + \omega V_{32} V_{21} U_{10}(\mathbf{q} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2, \omega - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\omega \{ \omega (\omega - \varepsilon_2) (\omega - \varepsilon_1 - \varepsilon_2) - |V_{21}|^2 \omega - (\omega - \varepsilon_1 - \varepsilon_2) |V_{32}|^2 \}}. \end{aligned} \quad (65)$$

Для частот, близких к частоте ω_{30} : $|\omega - \omega_{30}| \ll \omega_{30}$, дипольный момент, индуцированный в атоме в присутствии резонансного поля, отличается от дипольного момента, индуцированного частицей в отсутствие резонансного поля на величину

$$\begin{aligned} \mathbf{d}^{NL}(\mathbf{q}, \omega) &= \mathbf{d}_{03} C_3^{NL}(\mathbf{q}, \omega - \omega_{30}) = \\ &= \frac{-\mathbf{d}_{03} V_{32} V_{21} (\mathbf{d}_{10} \mathbf{E}(\mathbf{q} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2, \omega - \omega_1 - \omega_2))}{(\omega - \omega_{30}) (\omega - \omega_{30} - \varepsilon_2) (\omega - \omega_{30} - \varepsilon_1 - \varepsilon_2) - |V_{21}|^2 (\omega - \omega_{30}) - |V_{32}|^2 \times} \\ &\quad \times (\omega - \omega_{30} - \varepsilon_1 - \varepsilon_2) \end{aligned} \quad (66)$$

Заметим, что зависимость d^{NL} от амплитуды электромагнитного поля (48) существенно более сложная, чем в рассмотренном в предыдущем разделе нерезонансном случае — существенна зависимость от поля в знаменателе (66). Приведем теперь окончательное выражение для поляризации вещества [23]:

$$P(\mathbf{q}, \omega) = \varepsilon(\omega) E(\mathbf{q}, \omega) - \frac{d_{03} V_{32} V_{21} (d_{10} \mathbf{E}(\mathbf{q} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2, \omega - \omega_1 - \omega_2)) \zeta}{(\omega - \omega_{30})(\omega - \omega_{30} - \varepsilon_2)(\omega_1 - \omega_{30} - \varepsilon_1 - \varepsilon_2) - |V_{21}|^2(\omega - \omega_{30}) - |V_{32}|^2(\omega - \omega_{30} - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)}. \quad (67)$$

Приведем выражение для энергии $d\mathcal{E}$, получаемой частицей за все время пролета T в телесный угол $d\Omega$ (в направлении \mathbf{n}) в интервале частот $d\omega$ для точно резонансного поля $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$. В этом случае необходимо учитывать ширины уровней [23] и излученная энергия примет вид

$$d\mathcal{E} = \frac{2\pi^3}{9} n_0^2 T \omega^4 \sqrt{\varepsilon} d\omega d\Omega \zeta^2 [ne]^2 |d_{03} d_{31}|^2 \times \\ \times |eE_p(\mathbf{k}(\omega) - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)|^2 \times \\ \times \frac{|V_{21}^0|^2 |V_{22}^0|^2}{G^2 \{(\omega - \omega_{30})^2 + \Gamma^2\}} \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2 - \mathbf{v}\mathbf{k}(\omega) + \mathbf{v}\mathbf{k}_1 + \mathbf{v}\mathbf{k}_2), \quad (68)$$

где n_0 — число атомов в единице объема; $E_p(\mathbf{k})$ — фурье-компонента собственного поля частицы (6):

$$G = (\omega - \omega_{30})^2 - \Omega^2; \quad \Omega^2 = |V_{21}^0|^2 + |V_{32}^0|^2; \\ V_{32}^0 = -\frac{1}{2\sqrt{3}} d_{32} E_{02}; \quad V_{21}^0 = -\frac{1}{2\sqrt{3}} d_{21} E_{01}; \\ \Gamma G = (\omega - \omega_{30})^2 (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3) - \gamma_3 |V_{21}^0|^2 - \gamma_1 |V_{32}^0|^2.$$

Удобно сравнить интенсивность излучения (68) с интенсивностью излучения Вавилова — Черенкова в веществе с $\varepsilon - 1 \sim 1$:

$$(d\mathcal{E}/d\mathcal{E}_{В.-Ч.}) \sim (n_0 a^3)^2 (\omega_{aT}/\Delta\omega)^2, \quad (69)$$

где a — размер атома; ω_{aT} — атомная частота; $\Delta\omega$ — наибольшая из величин $(\omega - \omega_{30})$; G ; γ_1 ; γ_2 ; γ_3 . Из (69) следует, что для газа ($n_0 \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$) интенсивность когерентного высвечивания в поле будет сравнимой с интенсивностью обычного излучения Вавилова — Черенкова.

Остановимся теперь на пределах применимости полученного выражения. Прежде всего при рассмотрении поляризации вещества пренебрегалось взаимодействием атомов вещества друг с другом и диполь-дипольной передачей возбуждения соседним атомам. Учет этого обстоятельства приведет к появлению больших ширин уровней, что существенно понизит интенсивность излучения.

Поэтому благоприятным для интенсивности излучения остается случай, когда можно говорить не о зонах, а об атомных уровнях энергии — в газе или рассматривая примесные атомы в твердом теле.

Другим ограничением является следующее обстоятельство. При рассмотрении излучения на частоте $\omega \sim \omega_{30}$ выше считалось, что частица возбуждает переход $0 \rightarrow 1$, поле возбуждает переходы $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$, после чего происходит высвечивание. Однако в некоторых случаях в то же самое время идет обратный процесс: возбуждение частицей перехода $0 \rightarrow 3$, возбуждение полем переходов $3 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ и высвечивание на частоте $\omega \sim \omega_{10}$. В том случае, когда такие процессы одновременно существуют, возникает нелинейное взаимодействие мод с частотами ω_{30} и ω_{10} и взаимное влияние прямого и обратного процессов уменьшает интенсивность излучения по сравнению с (68) и (69). (Этот случай рассмотрен в [54].) Поэтому представляют интерес случаи, когда по каким-либо причинам прямой процесс идет, а обратный — подавлен. Тогда справедливо приведенное выше рассмотрение.

6. КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ РЕЗОНАНСНО ВОЗБУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЯМИ КИЛЬВАТЕРНОГО ЗАРЯДА

Одним из случаев, когда частицей возбуждается только один из атомных уровней, является случай резонанса между частотой колебаний кильватерного заряда ω_p и частотой возбуждения атома ω_{10} . Такая ситуация может возникнуть в веществе с примесными атомами, когда частота колебаний кильватерного заряда определяется основным веществом, тогда например, изменяя плотность основного вещества, можно добиться равенства $\omega_p = \omega_{10}$. В этом случае для примесного атома осуществляется ситуация, рассмотренная в предыдущем разделе. Действительно, если изучать возбуждение вещества колебаниями кильватерного заряда, то можно пренебречь возбуждением переходов $0 \rightarrow 3$, поскольку для них колебания кильватерного заряда не являются резонансными, и учесть только возбуждение переходов $0 \rightarrow 1$. Поэтому интенсивность когерентного высвечивания примесных атомов на частоте $\omega \sim \omega_{30}$ будет значительно выше, чем на частоте $\omega \sim \omega_{10}$. Нужно отметить, что даже если учесть, что пролетающая частица возбуждает переходы $0 \rightarrow 3$ и $0 \rightarrow 1$ примерно одинаково, то все равно резонансное возбуждение переходов $0 \rightarrow 1$ колебаниями кильватерного заряда обеспечивает подавляющее преимущество возбуждению переходов $0 \rightarrow 1$. Это позволяет применить развитое выше рассмотрение непосредственно к данному случаю.

Единственным отличием, которое при этом следует учесть, является подстановка вместо общего выражения для собственного

поля частицы:

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t) = \int d^3q \mathbf{E}_p(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} - i\mathbf{q}\mathbf{v}t); \quad (70)$$

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{q}) = \frac{ie}{2\pi^2\varepsilon} \frac{\mathbf{v}(\mathbf{q}\mathbf{v})\varepsilon - \mathbf{q}}{q^2 - (\mathbf{q}\mathbf{v})^2\varepsilon} \quad (71)$$

поля кильватерного заряда. Поскольку плотность кильватерного заряда ρ_W связана с плотностью заряда ρ соотношением

$$\rho_W(\mathbf{r}, \omega) = \rho(\mathbf{r}, \omega) (1/\varepsilon(\omega) - 1), \quad (72)$$

поле кильватерного заряда имеет вид

$$\mathbf{E}_W(\mathbf{r}, t) = \int d^3q \mathbf{E}_W(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} - i\mathbf{q}\mathbf{v}t), \quad (73)$$

где

$$\mathbf{E}_W(\mathbf{q}) = \frac{ie}{2\pi^2} \frac{\mathbf{q}}{q^2} \frac{1 - \varepsilon(\omega)}{\varepsilon(\omega)}. \quad (74)$$

В частном случае, когда $\varepsilon(\omega)$ имеет вид (24), можно записать

$$\mathbf{E}_W(\mathbf{q}) = \frac{ie}{2\pi^2} \frac{\mathbf{q}}{q^2} \frac{\omega_p^2}{(\mathbf{q}\mathbf{v})^2 - \omega_p^2 + 2i\gamma_p(\mathbf{q}\mathbf{v})} \quad (75)$$

и формулы для интенсивности когерентного высвечивания получаются из (68) заменой $\mathbf{E}_p(\mathbf{k}(\omega) - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$ на $\mathbf{E}_W(\mathbf{k}(\omega) - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$:

$$\begin{aligned} d\mathcal{E} = & \frac{e^2}{18\pi} T \omega^4 \sqrt{\varepsilon} d\omega d\Omega n_0^2 r^2 [ne]^2 |d_{03}d_{31}|^2 \times \\ & \times |V_{21}^0|^2 |V_{32}^0|^2 \frac{[\mathbf{e}, \mathbf{k}(\omega) - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2]^2}{|(\mathbf{k}(\omega) - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)^4|} \times \\ & \times \frac{\omega_p^4 \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2 - \mathbf{v}\mathbf{k}(\omega) + \mathbf{v}\mathbf{k}_1 + \mathbf{v}\mathbf{k}_2)}{G^2 [(\omega - \omega_{30})^2 + \Gamma^2] \{(\omega - \omega_1 - \omega_2)^2 - \omega_p^2 + 2i\gamma_p(\omega - \omega_1 - \omega_2)\}}. \quad (76) \end{aligned}$$

7. КОГЕРЕНТНЫЙ СЦИНТИЛЛЯТОР

В широко распространенных сцинтилляционных счетчиках для регистрации частицы используется некогерентное высвечивание примесных атомов, возбуждающихся при прохождении частицы. Происходящие при этом процессы можно описать следующим образом.

Первичная частица возбуждает атомы вещества и это возбуждение мигрирует по веществу, например, в виде экситона. Длительная миграция возбуждений связана с тем, что в плотном веществе возбужденный атом (молекула) с подавляющей вероятностью передает энергию возбуждения соседнему атому (молекуле), а не выветит ее в виде кванта.

Энергия возбуждения примесного атома ω_{10} подбирается меньше энергии возбуждения основного вещества, но попадающей

в область прозрачности основного вещества, т. е. $\text{Im}\varepsilon(\omega_{10}) \rightarrow 0$. Если примесный атом попадает в область, где вещество возбуждено, то энергия возбуждения передается примесному атому. Наличие разности энергий требует участия фононов, уносящих избыточную энергию. Обратная передача возбуждения от примесного атома веществу требует поглощения фононов и поэтому маловероятна. Передачей возбуждения ближайшему примесному атому также можно пренебречь из-за большого расстояния между ними. Чтобы это обеспечить, концентрация примесных атомов выбирается малой. Единственной возможностью девозбуждения примесного атома является испускание кванта. Испускание фононов в процессе передачи возбуждения приводит к тому, что излучение от различных примесных атомов некогерентно, а сам процесс происходит медленно. Создание условий для когерентного высвечивания примесных атомов позволило бы как увеличить интенсивность излучения, так и уменьшить время высвечивания. Для получения когерентного сцинтиллятора можно использовать рассмотренные выше методы создания условий для когерентного высвечивания атомов не очень плотного вещества [55].

Рассмотрим в качестве простейшего примера плотное вещество с примесными атомами, выбрав атомы так, чтобы энергия возбуждения первого возбужденного уровня атома (молекулы) основного вещества совпадала с энергией E_3 третьего возбужденного уровня примесного атома. Пусть также в примесном атоме разрешены переходы между уровнями E_3 и E_1 , E_3 и E_0 , E_2 и E_1 , E_2 и E_0 ($E_3 > E_2 > E_1 > E_0$), но запрещены переходы $3 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 0$. Переход $3 \rightarrow 0$ является резонансным по отношению к атомам основного вещества и приводит к передаче возбуждения соседнему атому основного вещества, переход $3 \rightarrow 1$ приводит к излучению кванта. Так как состояние примесного атома E_1 ортогонально первоначальному основному состоянию E_0 , излучение примесных атомов на частоте $\omega_{31} = E_3 - E_1$ будет некогерентным. Переходы из состояния E_1 в состояние E_0 идут через состояния E_2 или E_3 и поэтому мало вероятны.

Чтобы обеспечить когерентное излучение фотонов различными примесными атомами, наложим на вещество дополнительное электромагнитное поле

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = & \mathbf{E}_0 \{ \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{R} - i\omega_0 t) + \text{к.с.} \} + \\ & + \mathbf{E}_1 \{ \exp(i\mathbf{k}_1\mathbf{R} - i\omega_1 t) + \text{к.с.} \}, \end{aligned} \quad (77)$$

выбрав частоты ω_0 и ω_1 в виде

$$\omega_0 = \omega_{21} \equiv E_2 - E_1; \quad \omega_1 = \omega_{31} \equiv E_3 - E_1. \quad (78)$$

Резонансное поле E_1 вызывает переход примесного атома $3 \rightarrow 1$, а резонансное поле E_0 вызывает переход $1 \rightarrow 2$. После этого

примесный атом оказывается в состоянии 2 и может излучить фотон с частотой $\omega \approx \omega_{20} \equiv E_2 - E_0$.

Таким образом, после взаимодействия с частицей, с полями E_0 и E_1 и излучения кванта примесный атом возвращается в основное состояние E_0 . Следовательно, энергия ω и импульс k излученного кванта возникли за счет изменения импульса частицы $p_1 - p_2 = q$ и ее энергии $E_1 - E_2 \approx qv$ ($q \ll p_1$) и за счет изменения энергии и импульса полей E_0 и E_1 . Поэтому законы сохранения энергии и импульса для всего процесса можно записать в следующем виде:

$$q + k_0 - k_1 = k; \quad qv + \omega_0 - \omega_1 = \omega, \quad (79)$$

откуда следует соотношение

$$\cos \theta = \frac{1}{v \sqrt{\epsilon}} [1 - (\omega_0 - k_0 v - \omega_1 + k_1 v) / \omega], \quad (80)$$

обычное для процессов когерентного высвечивания возбужденных частиц атомов вещества в поле.

Для оценки интенсивности излучения примесных атомов предположим сначала, что дипольные моменты перехода $0 \rightarrow 1$ в атоме основного вещества и перехода $0 \rightarrow 3$ в примесном атоме совпадают по величине. Принимая во внимание, что по сделанному выше предположению энергии возбуждения для этих переходов тоже равны, можно сказать, что в таком случае примесные атомы участвуют в резонансной передаче возбуждения и миграции возбуждений наравне с атомами основного вещества. Но в этом случае можно сказать, что излучение кванта примесным атомом практически не меняет амплитуды заселенности $a_3(\mathbf{R}, t)$ уровня E_3 примесного атома — заселенность поддерживается за счет резонансной передачи возбуждения от соседних атомов основного вещества. Поэтому при написании уравнений для амплитуд заселенностей $a_2(\mathbf{R}, t)$ и $a_1(\mathbf{R}, t)$ уровней E_2 и E_1 примесного атома можно считать амплитуду $a_3(\mathbf{R}, t)$ заданной величиной.

Учитывая сказанное из волнового уравнения можно получить уравнения для амплитуд заселенностей расположенного в точке \mathbf{R} примесного атома, оставив только резонансные слагаемые в виде:

$$\left. \begin{aligned} i\partial a_2(\mathbf{R}, t)/\partial t &= -d_{21}E_0 \exp(ik_0\mathbf{R}) a_1(\mathbf{R}, t); \\ i\partial a_1(\mathbf{R}, t)/\partial t &= -d_{12}E_0 \exp(-ik_0\mathbf{R}) a_2(\mathbf{R}, t) - \\ &- d_{13}E_1 \exp(-ik_1\mathbf{R}) a_3(\mathbf{R}, t). \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

Откуда следует

$$\begin{aligned} &(\partial^2/\partial t^2 + |d_{21}E_0|^2) a_2(\mathbf{R}, t) = \\ &= -(d_{21}E_0)(d_{13}E_1) \exp[-i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1)\mathbf{R}] a_3(\mathbf{R}, t), \end{aligned} \quad (82)$$

так что

$$a_2(\mathbf{R}, t) = \int d\omega a_2(\mathbf{R}, \omega) \exp(-i\omega t); \quad (83)$$

$$a_2(\mathbf{R}, \omega) = \frac{(d_{21}E_0)(d_{13}E_1)}{\omega^2 - |d_{21}E_0|^2} a_3(\mathbf{R}, \omega) \exp\{i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1)\mathbf{R}\}. \quad (84)$$

Существование заселенных возбужденных состояний приводит к возникновению дипольного момента у примесного атома. Полагая заселенности возбужденных состояний малыми, можно получить в области частот $\omega \approx \omega_{20}$ фурье-компоненту дипольного момента примесного атома в виде

$$\mathbf{d}(\mathbf{R}, \omega) = \frac{d_{02}(d_{21}E_0)(d_{13}E_1)}{(\omega - \omega_{20})^2 - |d_{21}E_0|^2} a_3(\mathbf{R}, \omega - \omega_{20}) \exp\{i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1)\mathbf{R}\}. \quad (85)$$

Дипольный момент (85) является источником излучения. Энергия такого излучения от расположенных в точках \mathbf{R}_a примесных атомов в элементе телесного угла $d\Omega$ в направлении \mathbf{n} в интервале частот $d\omega$ вблизи ω_{20} имеет вид

$$d\mathcal{E} = \omega^2 V \varepsilon^{-1} \left| \frac{\mathbf{n} d_{02}(\mathbf{d}_{21}E_0)(d_{13}E_1)}{(\omega - \omega_{20})^2 - |d_{21}E_0|^2} \right. \times \\ \left. \times \sum_a \exp[i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}(\omega))\mathbf{R}_a] a_3(\mathbf{R}_a, \omega - \omega_{20}) \right|^2 d\omega d\Omega. \quad (86)$$

Поэтому для нахождения интенсивности излучения остается определить амплитуду возбуждения уровня E_3 примесного атома, которая по сделанным выше предположениям в рассматриваемом частном случае совпадает с амплитудой возбуждения уровня 1 атома основного вещества.

Поля E_0 и E_1 резонансны только для примесных атомов и на атомы основного вещества действуют слабо. Следовательно, возбуждение атомов основного вещества происходит в результате действия поля пролетающей частицы

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{R}, t) = \int d^3q \mathbf{E}_p(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R} - i\mathbf{q}\mathbf{v}t); \quad (87)$$

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{q}) = \frac{ie}{2\pi^2\varepsilon} \frac{\mathbf{v}(\mathbf{q}\mathbf{v})\varepsilon - \mathbf{q}}{q^2 - (\mathbf{q}\mathbf{v})^2\varepsilon}. \quad (88)$$

Уравнение для $a_3(\mathbf{R}, t)$ можно написать как для амплитуды заселенности уровня 1 атома основного вещества

$$i \frac{\partial a_3(\mathbf{R}_a, t)}{\partial t} = -d_{30} \mathbf{E}_p(\mathbf{R}_a, t) \exp(i\omega_{30}t) + \\ + \sum_b V_3(\mathbf{R}_a - \mathbf{R}_b) a_3(\mathbf{R}_b, t), \quad (89)$$

где

$$V_3(\mathbf{R}) = \int d^3q V_3(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}); \quad \mathbf{R}_{ab} = n_{ab} |\mathbf{R}_{ab}| = \mathbf{R}_a - \mathbf{R}_b \quad (90)$$

— потенциал [резонансного диполь-дипольного взаимодействия, имеющий на далеких расстояниях вид

$$V_3(\mathbf{R}_{ab}) = -\mathbf{R}_{ab}^{-3} \{ \mathbf{d}_{30}^a \mathbf{d}_{03}^b - (n_{ab} \mathbf{d}_{30}^a) (n_{ab} \mathbf{d}_{03}^b) \}. \quad (91)$$

В однородном веществе можно заменить суммирование по атомам в (86) интегрированием, после чего (89) фурье-преобразованием сводится к алгебраическому уравнению

$$a_3(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{\mathbf{d}_{30} \mathbf{E}_p(\mathbf{q})}{\omega - n_0 (2\pi)^3 V_3(\mathbf{q})} \delta(\omega + \omega_{30} - \mathbf{q}\mathbf{v}), \quad (92)$$

где n_0 — число атомов вещества в единице объема;

$$a_3(\mathbf{R}, \omega) = \int d^3q a_3(\mathbf{q}, \omega) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}). \quad (93)$$

Подставляя (77) в (86), можно получить полную энергию излучения, в которую войдет когерентная и некогерентная части. Когерентная часть излучения обусловлена средним полем, поэтому для получения когерентной части излучения нужно усреднить входящую в (86) сумму, по расположению примесных атомов. Считая, что примесные атомы расположены в веществе! одно-одно с плотностью n_1 атомов в единице объема, можно получить

$$\begin{aligned} & \left\langle \sum_a a_3(\mathbf{R}_a, \omega - \omega_{20}) \exp(i\Delta\mathbf{k}\mathbf{R}_a) \right\rangle = \\ & = n_1 \int d^3R a_3(\mathbf{R}, \omega - \omega_{20}) \exp(i\Delta\mathbf{k}\mathbf{R}) \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} & \left\langle \sum_a a_3(\mathbf{R}_a, \omega - \omega_{20}) \exp[i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}(\omega)) \mathbf{R}_a] \right\rangle = \\ & = n_1 (2\pi)^3 a_3(\mathbf{k}(\omega) - \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}, \omega - \omega_0 + \omega_1). \end{aligned} \quad (94)$$

Прежде чем подставлять (94) в (86), снимем ограничение, связанное с предположением о равенстве дипольных моментов перехода $0 \rightarrow 1$ в атоме основного вещества и $0 \rightarrow 3$ в примесном атоме, оставляя в силе предположение о совпадении частот этих переходов. Пусть амплитуда заселенности состояния 1 атома основного вещества есть $b_1(\mathbf{R}, t)$. Очевидно, что уравнение для $b_1(\mathbf{R}, t)$ совпадает с (89), а уравнение для $a_3(\mathbf{R}, t)$ будет иметь вид

$$\begin{aligned} i \frac{\partial a_3(\mathbf{R}_a, t)}{\partial t} & = -\mathbf{d}_{30} \mathbf{E}_p(\mathbf{R}_a, t) \exp(i\omega_{30}t) + \\ & + \sum_b V_3(\mathbf{R}_a - \mathbf{R}_b) \xi b_1(\mathbf{R}_b, t), \end{aligned} \quad (95)$$

где ξ — отношение модулей дипольных моментов перехода $0 \rightarrow 1$ в основном атоме и $0 \rightarrow 3$ в примесном атоме. В однородном веществе можно получить вместо (92):

$$\omega a_3(\mathbf{q}, \omega) = -\mathbf{d}_{30} \mathbf{E}_p(\mathbf{q}) \delta(\omega + \omega_{30} - \mathbf{q}\mathbf{v}) + n_0 (2\pi)^3 V(\mathbf{q}) \xi b_1(\mathbf{q}, \omega) \quad (96)$$

или подставляя вместо $b_1(\mathbf{q}, \omega)$ выражение (92);

$$a_3(\mathbf{q}, \omega) = -\mathbf{d}_{30} \mathbf{E}_p(\mathbf{q}) \frac{1}{\omega} \times \left\{ \frac{\omega - (1 - \xi) n_0 (2\pi)^3 V(\mathbf{q})}{\omega - n_0 (2\pi)^3 V(\mathbf{q})} \right\} \delta(\omega + \omega_{30} - \mathbf{q}\mathbf{v}). \quad (97)$$

Подстановка этого выражения в (94) и выражения (94) в (86) дает для энергии когерентного высвечивания примесных атомов [55]:

$$d\mathcal{E}^{\text{кор}} = n_1^2 \omega^4 \sqrt{\varepsilon} (2\pi)^5 |\mathbf{nd}_{02}|^2 \{(\omega - \omega_{20})^2 + \gamma_2^2\}^{-1} \times \\ \times [|\mathbf{d}_{30} \mathbf{E}(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}(\omega))|^2 \left| \frac{(\mathbf{d}_{21} \mathbf{E}_0)(\mathbf{d}_{13} \mathbf{E}_1)}{(\omega - \omega_{20})^2 - |\mathbf{d}_{21} \mathbf{E}_0|^2} \right|^2 \times \\ \times \left| \frac{\omega - \omega_{20} - (1 - \xi) n_0 (2\pi)^3 V_3(k_0 - k_1 - k(\omega))}{\omega - \omega_{20} - n_0 (2\pi)^3 V_3(k_0 - k_1 - k(\omega))} \right|^2 \times \\ \times T \delta(\omega - \omega_0 + \omega_1 - \mathbf{v}\mathbf{k}(\omega) + \mathbf{v}\mathbf{k}_0 - \mathbf{v}\mathbf{k}_1). \quad (98)$$

Нетрудно видеть, что в плотных веществах, когда $\omega - \omega_{20}$ уже выходит за ширину линии ω_{20} примесного атома, но остается еще малым по сравнению с $n_0 (2\pi)^3 V(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k})$, т. е. при $\gamma_2 \ll \omega - \omega_{20} \ll n_0 (2\pi)^3 V(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}(\omega))$, формула (98) существенно упрощается

$$\frac{1}{T} \frac{d^2 \mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{n_1^2 \omega^2 \sqrt{\varepsilon} |\mathbf{nd}_{02}| (\mathbf{d}_{21} \mathbf{E}_0)(\mathbf{d}_{13} \mathbf{E}_1) (\mathbf{d}_{30} \mathbf{E}_p(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}))^2}{\{(\omega - \omega_{20})^2 + \gamma_2^2\} \{(\omega - \omega_{20})^2 - |\mathbf{d}_{21} \mathbf{E}_0|^2\}} \times \\ \times (2\pi)^5 \delta(\omega - \omega_0 + \omega_1 - \mathbf{v}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_1)). \quad (99)$$

В этом случае когерентное высвечивание возбужденных быстрой частицей примесных атомов происходит с наибольшей интенсивностью вблизи частот

$$\omega \approx \omega_{20}; \quad \omega \approx \omega_{20} \pm |\mathbf{d}_{21} \mathbf{E}_0|. \quad (100)$$

Таким образом, выше показано, что создание когерентного сцинтиллятора принципиально возможно. Естественно, что рассмотренная выше модель когерентного сцинтиллятора не является единственно возможной и могут быть предложены и другие модификации. По-видимому, одно обстоятельство должно быть общим для всех моделей — в передаче возбуждения от основного вещества примесным атомам должно участвовать специально подобранное электромагнитное поле.

8. КОГЕРЕНТНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ФОТОНОВ КИЛЬВАТЕРНЫМ ЗАРЯДОМ В РЕЗОНАНСНО ВОЗБУЖДЕННОМ ВЕЩЕСТВЕ

Участие кильватерного заряда частицы в генерации когерентных электромагнитных волн затруднено двумя обстоятельствами. Во-первых, частоты колебаний кильватерного заряда ω_p соответствуют нулям диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega_p) = 0$, а на таких частотах поперечные электромагнитные волны не распространяются. Во-вторых, колебания кильватерного заряда продольные и это также препятствует генерации поперечных волн.

Для того чтобы устранить первое препятствие, необходимо рассмотреть вещество, в котором частота не сохраняется, т. е. вещество с переменными во времени диэлектрическими свойствами, в частности, возбужденное вещество. Второе препятствие можно устранить, если взять вещество, в котором направление распространения волн не сохраняется, т. е. пространственно неоднородное вещество. В нестационарном и неоднородном веществе становится возможной трансформация продольных волн в поперечные электромагнитные волны со сдвигом частоты. Возникающее при этом излучение является частным случаем переходного (в широком смысле слова) излучения в неоднородной и нестационарной среде.

Рассмотрим вещество, на которое действует резонансное поле накачки:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) = \int \int d^3k d\omega \mathbf{E}_0(\mathbf{k}, \omega) \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r} - i\omega_0 t). \quad (101)$$

Пусть удвоенная частота поля накачки $2\omega_0$ близка к частоте перехода атома ω_{10} из основного состояния 0 в возбужденное состояние 1:

$$|2\omega_0 - \omega_{10}| \ll \omega_{10}. \quad (102)$$

Поляризация вещества для такого поля накачки была точно вычислена в ряде работ [56]. Для фурье-образа поляризации

$$\mathbf{P}(\mathbf{q}, \omega) = (2\pi)^{-4} \int \int d^2r dt \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r} + i\omega t) \quad (103)$$

имеет место соотношение

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_i(\mathbf{q}, \omega) = & W_0 \chi_{ij}^{(0,0)} E_j(\mathbf{q}, \omega) + W_1 \chi_{ij}^{(1,1)} E_j(\mathbf{q}, \omega) + \\ & + V \chi_{ij}^{(0,1)} E_j(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_0, \omega - 2\omega_0) + V^* \chi_{ij}^{(1,0)} E_j(\mathbf{q} + 2\mathbf{k}_{01}, \omega + 2\omega_0), \end{aligned} \quad (104)$$

где использованы обозначения

$$W_{0(1)} = \frac{1}{2} (1 \pm |\Delta| / 2\Omega); \Delta = \omega_{10} - \omega_{20} - V_{11}^{(2)} - V_{00}^{(2)}; \quad (105)$$

$$V_{mm}^{(2)} = \sum_n |\mathbf{d}_{mn}\mathbf{E}_0|^2 \left\{ \frac{1}{\omega_{n0} - \omega_0} + \frac{1}{\omega_{n0} + \omega_0} \right\}; \quad \Omega = \sqrt{\frac{1}{4} \Delta^2 + |Q|^2}; \quad (106)$$

$$Q = \sum_n \frac{(\mathbf{d}_{1n}\mathbf{E}_0)(\mathbf{d}_{n0}\mathbf{E}_1)}{\omega_{n0} - \omega}; \quad V = \frac{1}{2} \frac{Q}{|Q|} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta^2}{4\Omega^2}\right)}; \quad (107)$$

W_0 и W_1 — заселенности основного и возбужденного состояний; \mathbf{d}_{ns} — матричный элемент перехода атома между состояниями n и s . Поляризуемости χ_{ij}^{ns} определяются формулами

$$\chi_{ij}^{ns} = n_0 \sum_k \left\{ \frac{d_{nk}^i d_{ks}^j}{\omega_{k0} - \omega + \Omega} + \frac{d_{nk}^j d_{ks}^i}{\omega_{k0} + \omega + \Omega} \right\}. \quad (108)$$

В частном случае, когда основное и возбужденное состояния имеют момент $l = 0$ и проекцию момента $m = 0$.

$$\chi_{ij}^{ns} = \delta_{ij} \chi^{(ns)}. \quad (109)$$

Найдем теперь собственное поле равномерно движущегося со скоростью v заряда Ze в накачанном веществе, поляризация которого описывается (103) — (109). Подставляя явное выражение для поляризации в уравнения Максвелла, можно для рассматриваемого случая получить уравнение

$$\begin{aligned} \{q^2 \delta_{ij} - q_i q_j - \omega^2 \epsilon_i(\omega)\} E_j(\mathbf{q}, \omega) &= \frac{iZe}{2\pi^2} \omega v_i \delta(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}) + \\ + \omega^2 V \chi_{ij}^{(01)} E_j(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_0, \omega - 2\omega_0) &+ \omega^2 V^* \chi_{ij}^{(10)} E_j(\mathbf{q} + 2\mathbf{k}_0, \omega + 2\omega_0). \end{aligned} \quad (110)$$

Здесь учтено то обстоятельство, что поле накачки дает вклад в диэлектрическую проницаемость накачанного вещества $\epsilon_{ij}(\omega)$, отличающуюся от диэлектрической проницаемости невозбужденного вещества $\epsilon_0(\omega) \delta_{ij}$:

$$\epsilon_{ij}(\omega) = \epsilon_0(\omega) \delta_{ij} + 4\pi W_0 \chi_{ij}^{00} + 4\pi W_1 \chi_{ij}^{11}. \quad (111)$$

Чтобы не вводить несущественных усложнений, рассмотрим частный случай сферически симметричных состояний 0 и 1 атома ($l = 0, m = 0$), когда $\chi_{ij}^{ns} = \delta_{ij} \chi^{(ns)}$.

Уравнение (110) связывает три фурье-компоненты, поля с частотами ω , $\omega - 2\omega_0$ и $\omega + 2\omega_0$. Нелинейные восприимчивости малы (порядка отношения поля накачки к атомному полю) и вклад

слагаемых с комбинационными частотами $\omega \pm 2\omega_0$ мал. Поэтому обычно можно рассматривать пропорциональные χ_{ij} слагаемые как малые поправки.

Однако, в некоторых случаях одно из этих слагаемых не мало. Так, будет в случае, когда выполняется равенство

$$\omega - 2\omega_0 = \omega_p. \quad (112)$$

Поле на комбинационной частоте содержит в знаменателе малую величину $\varepsilon(\omega_p)$, что компенсирует малость нелинейной восприимчивости. Второе слагаемое, пропорциональное полю с частотой $\omega + 2\omega_0$ мало и его можно опустить. Таким образом, при выполнении условия (112) уравнение (110) связывает две фурье-компоненты поля с частотами ω и $\omega - 2\omega_0$ системой двух уравнений:

$$\left. \begin{aligned} (q^2 \delta_{ij} - q_i q_j - \omega^2 \varepsilon(\omega) \delta_{ij}) E_j(\mathbf{q}, \omega) &= \frac{iZe}{2\pi^2} \omega v_i \delta(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}) + \\ &+ V \omega^2 \chi_{ij}^{(01)}(\omega) E_j(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_0, \omega - 2\omega_0); \\ \{(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_0)^2 \delta_{ij} - (q_i - 2k_{0i})(q_j - 2k_{0j}) - \\ &- (\omega - 2\omega_0)^2 \varepsilon(\omega - 2\omega_0) \delta_{ij}\} E_j(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_0, \omega - 2\omega_0) = \\ &= \frac{iZe}{2\pi^2} (\omega - 2\omega_0) v_i \delta(\omega - 2\omega_0 - \mathbf{v}(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_0)) + \\ &+ V^* (\omega - 2\omega_0)^2 \chi_{ij}^{(10)}(\omega - 2\omega_0) E_j(\mathbf{q}, \omega). \end{aligned} \right\} \quad (113)$$

Решение этой системы уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} E_i(\mathbf{q}, \omega) &= \{\delta_{ij} + (1 + \kappa)^{-1} \Phi_{ij}\} E_{pj}(\mathbf{q}, \omega) + \\ &+ \{\delta_{ij} + (1 + \kappa)^{-1} \Phi_{ij}\} \varphi_{jk} E_{pk}(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_0, \omega - 2\omega_0), \end{aligned} \quad (114)$$

где $\kappa = -\Phi_{ii}$

$$E_{pi}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{iZe}{2\pi^2 \varepsilon} \frac{\omega v_i \varepsilon - q_i}{q^2 - \omega^2 \varepsilon} \delta(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}) \quad (115)$$

— собственное поле равномерно движущегося заряда в однородной и стационарной среде с диэлектрической проницаемостью, учитывающей влияние накачки;

$$\varphi_{jk} = 4\pi \chi^{01}(\omega) \frac{1}{q^2 - \omega \varepsilon(\omega)} (\omega^2 \delta_{jk} - q_j q_k \varepsilon^{-1}(\omega)); \quad (116)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{ij} &= -(4\pi^2 |V|^2 \times \\ &\times \frac{\chi^{(10)}(\omega - 2\omega_0) \chi^{(01)}(\omega) (q_s - 2k_{0s})(q_i - 2k_{0i})(\omega^2 \delta_{sj} - \varepsilon^{-1} q_s q_j)}{(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_0)^2 \varepsilon(\omega - 2\omega_0) \{q^2 - \omega^2 \varepsilon(\omega)\}}). \end{aligned} \quad (117)$$

В случае, когда область рассматриваемых частот определяется не соотношением (112), а равенством

$$\omega + 2\omega_0 = \omega_p, \quad (118)$$

рассмотрение проводится аналогично и результаты получаются из (114) — (117) с помощью замен $\omega_0 \rightarrow -\omega_0$; $\mathbf{k}_0 \rightarrow -\mathbf{k}_0$, $\chi^{(01)}(\omega) \rightarrow \chi^{(10)}(\omega)$.

Проанализируем теперь полученное для поля $E(\mathbf{q}, \omega)$ выражение (114), состоящее из двух слагаемых. Первое из этих слагаемых пропорционально полю равномерно движущегося заряда в среде с измененной накачкой диэлектрической проницаемостью. Если при этом $v^2\varepsilon > 1$, то это слагаемое описывает перестроенное в поле волны накачки излучение Вавилова — Черенкова. Если же $v^2\varepsilon < 1$, то первое слагаемое вообще не описывает излучения.

Второе слагаемое, по условию (112) содержит поле равномерно движущегося заряда на частоте ω_p , т. е. поле кильватерного заряда. Действительно, в пределе $\varepsilon(\omega_p) \rightarrow 0$ из (115) для $E(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_{01}, \omega - 2\omega_0)$ можно получить поле кильватерного заряда:

$$E_W(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_0, \omega - 2\omega_0) = -\frac{iZe}{2\pi^2} \frac{\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_0}{(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_0)^2} \frac{1}{(\omega - \omega_p) \partial\varepsilon/\partial\omega_p}. \quad (119)$$

Поле на далеких расстояниях $E(\mathbf{R}, \omega)$ можно найти, используя (5). В случае $v^2\varepsilon < 1$ поле на далеких расстояниях

$$E_i(\mathbf{R}, \omega) = -\frac{\exp(i\omega\sqrt{\varepsilon}R)}{R} \frac{4\pi iZe\chi^{(01)}(\omega)}{(\partial\varepsilon/\partial\omega_p)} \frac{\omega^2\delta_{is} - k_i(\omega)k_s(\omega)\varepsilon^{-1}(\omega)}{\omega - 2\omega_0 - \omega_p} \times \\ \times (\delta_{ij} - \psi_{ij}(\psi_{ss})^{-1}) \frac{k_s(\omega) - 2k_{0s}}{(k(\omega) - 2\mathbf{k}_0)^2} \delta(\omega - 2\omega_0 - \mathbf{v}\mathbf{k}(\omega) + 2\mathbf{k}_0\mathbf{v}), \quad (120)$$

где $\mathbf{k}(\omega) = n\omega\sqrt{\varepsilon(\omega)}$;

$$\psi_{ij} = (k_i(\omega) - 2k_{0i})(k_s(\omega) - 2k_{0s})[\omega^2\delta_{js} - k_j(\omega)k_s(\omega)\varepsilon^{-1}(\omega)]. \quad (121)$$

Энергия, излученная в интервале частот $d\omega$ в телесный угол $d\Omega$ [58]:

$$d\mathcal{E} = \frac{T}{2\pi} \frac{(Ze)^2}{v} |\mathbf{Q}|^2 \delta(\omega - 2\omega_0 - \mathbf{v}\mathbf{k}(\omega) + 2\mathbf{v}\mathbf{k}_0), \quad (122)$$

где

$$Q_i = 4\pi^2\chi^{(01)}(\omega) (\delta_{ij} - \psi_{ij}(\psi_{ss})^{-1}) \times \\ \times \frac{(k_n(\omega) - 2k_{0n})[\omega^2\delta_{jn} - k_j(\omega)k_n(\omega)\varepsilon^{-1}(\omega)]}{(k(\omega) - 2\mathbf{k}_0)^2 (\omega - 2\omega_0 - \omega_p) (\partial\varepsilon(\omega)/\partial\omega_p)}. \quad (123)$$

Излучение обусловлено когерентным комбинационным рассеянием поля кильватерного заряда в неоднородном и нестационарном веществе с трансформацией в поперечную волну. Отношение интенсивностей такого излучения к интенсивности излучения Вавилова — Черенкова в среде с $(\varepsilon - 1) \sim 1$ по порядку величины имеет вид

$$(d\mathcal{E}/d\mathcal{E}_{В.Ч.}) \sim n_0 a^3 (\omega_p/\gamma_p)^2,$$

где a — размер порядка атомного; n_0 — число атомов в единице объема. Для длинноволновых электрических продольных колебаний по оценкам [41] отношение $(\omega_p/\gamma_p) \sim \omega^4$. В этом случае интенсивность рассматриваемого излучения сравнивается с интенсивностью излучения Вавилова — Черенкова при $n_0 \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Это излучение можно использовать для экспериментального измерения частот продольных колебаний [нулей $\epsilon(\omega)$] исследуемого вещества.

9. КОГЕРЕНТНАЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ В ТРЕКЕ БЫСТРОЙ ЧАСТИЦЫ

Рассмотрим распространение линейно поляризованной вдоль оси z плоской электромагнитной волны:

$$E(\mathbf{R}, t) = E_0 \cos(\mathbf{k}_0 \mathbf{R} - \omega_0 t) \quad (124)$$

в вещество. Сохранение поляризации такой волны связано с дипольными правилами отбора, разрешающими под действием такой волны в атоме или молекуле только переходы без изменения проекции момента на ось z . Возбужденное состояние атома (молекулы), возникшее при поглощении кванта из волны, сохраняет информацию о поляризации поглощенного кванта и излучает квант той же самой поляризации. Однако действие дополнительного поля, например поля быстрой заряженной частицы, на возбужденный волной атом может привести к переходам с изменением проекции момента и к излучению квантов с противоположной поляризацией.

Рассмотрим случай, когда частота ω_0 плоской волны совпадает с разностью энергий двух возбужденных состояний атома $\omega_0 \approx E_2 - E_1$, причем первое возбужденное состояние атома E_1 обладает моментом $l = 1$, а основное состояние и второе возбужденное состояние обладают моментом $l = 0$. В нормальных условиях состояния E_1 и E_2 не заселены и волна взаимодействует с атомами (молекулами) слабо, распространяясь в веществе без поглощения и деполаризации. Поле проходящей через вещество быстрой заряженной частицы определяется формулой (4). Возбуждает атом (молекулу) и состояние E_1 становится заселенным. Плоская волна резонансно взаимодействует с находящимися в состоянии E_1 электронами, перемешивая заселенности уровней E_1 и E_2 . Основным здесь является то обстоятельство, что из состояния E_2 , $l = 0$, $m = 0$ возможен не только переход в состояние E_1 , $l = 1$, $m = 0$ под действием резонансного поля волны, но и спонтанное излучение кванта другой поляризации при переходе в состояние E_1 , $l = 1$, $m = \pm 1$. Этот процесс и есть источник деполаризованных квантов.

Деполаризованные на различных атомах кванты будут когерентно складываться в точке наблюдения только в том случае, когда веществу в процессе деполаризации не передается ни импульс, ни энергия. После всех взаимодействий с волной и частицей и испускания деполаризованного кванта атом должен возвратиться в исходное основное состояние. После излучения деполаризованного кванта атом должен перейти из состояния $E_1, l = 1, m = \pm 1$ в основное состояние под действием поля частицы (4).

Обозначим амплитуды заселенностей состояний $(E_2, 0, 0), (E_1, 1, 0), (E_1, 1, \pm 1)$ соответственно $C_2(\mathbf{R}, t), C_1^0(\mathbf{R}, t)$ и $C_1^\pm(\mathbf{R}, t)$, где \mathbf{R} — радиус-вектор атома (молекулы). Вводя обозначения

$$V_{21} = \mathbf{d}_{21} \mathbf{E}_0(\mathbf{R}, t); V_{10}^{0(\pm 1)} = \mathbf{d}_{10}^{0(\pm 1)} \mathbf{E}_1(\mathbf{R}, t);$$

$$\mathbf{d}_{10}^{0(\pm 1)} = (E_1, 0, 0(\pm 1) | \mathbf{d} | E_0, 0, 0)$$

(\mathbf{d} — оператор дипольного момента атома (молекулы)), можно получить систему уравнений для фурье-компонент амплитуд заселенности. В резонансном приближении для поля волны эта система уравнений имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \omega C_2(\mathbf{R}, \omega) &= \eta C_1^0(\mathbf{R}_1 \omega + \Delta) \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}); \\ \omega C_1^0(\mathbf{R}, \omega) &= \eta^* C_2(\mathbf{R}, \omega - \Delta) \exp(-i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}) + \\ &+ V_{10}^0(\mathbf{R}, \omega + \omega_{10}); \\ \omega C_1^\pm(\mathbf{R}, \omega) &= V_{10}^\pm(\mathbf{R}, \omega + \omega_{10}), \end{aligned} \right\} \quad (125)$$

где $2\eta = \mathbf{d}_{21} \mathbf{E}_0$; $\Delta = \omega_{21} - \omega_0$.

Решение системы (126) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} C_2(\mathbf{R}, \omega) &= \eta \frac{V_{10}^0(\mathbf{R}, \omega + \omega_{10} + \Delta)}{(\omega + \Delta/2)^2 - \Omega^2} \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}); \\ C_1^0(\mathbf{R}, \omega) &= \frac{\omega - \Delta}{(\omega + \Delta/2)^2 - \Omega^2} V_{10}^0(\mathbf{R}, \omega + \omega_{10}); \\ C_1^\pm(\mathbf{R}, \omega) &= \frac{1}{\omega} V_{10}^\pm(\mathbf{R}, \omega + \omega_{10}). \end{aligned} \right\} \quad (126)$$

В отсутствие частицы поляризация вещества направлена по полю волны

$$\mathbf{P}^0(\mathbf{R}, \omega) = \frac{\epsilon(\omega) - 1}{4\pi} \mathbf{E}_0(\mathbf{R}, \omega). \quad (127)$$

Деполаризация волны в треке частицы означает, что под действием частицы появилась дополнительная поляризация

$$\mathbf{P}^\pm(\mathbf{R}, \omega) = n_0 \int \int d\omega_1 d\omega_2 \{ \mathbf{d}_{21}^\pm C_2(\mathbf{R}, \omega_2) C_1^{\pm*}(\mathbf{R}, \omega_2) +$$

$$+ \mathbf{d}_{12}^\pm C_2^*(\mathbf{R}, \omega_2) C_1^\pm(\mathbf{R}, \omega_1) \} \delta(\omega_{21} + \omega_2 - \omega_1 - \omega). \quad (128)$$

Подстановка (126) в (128) дает

$$\begin{aligned}
 \mathbf{P}^\pm(\mathbf{R}, \omega) = & n_0 \pi \mathbf{d}_{21}^\pm \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}) \frac{V_{10}^0(\mathbf{R}, \omega_{10} - \omega_0 + \omega) V_{10}^{\pm*}(\mathbf{R}, \omega_{10})}{(\omega_{21} - \omega - \Delta/2)^2 - \Omega^2} + \\
 & + n_0 \pi \mathbf{d}_{12}^\pm \exp(-i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}) \frac{V_{10}^{\pm*}(\mathbf{R}, \omega_{10} - \omega_0 - \omega) V_{10}^0(\mathbf{R}, \omega_{10})}{(\omega_{21} + \omega - \Delta/2)^2 - \Omega^2}. \quad (129)
 \end{aligned}$$

Записав уравнение Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{H}(\mathbf{R}, \omega) = 4\pi \mathbf{j}(\mathbf{R}, \omega) - i\omega \varepsilon(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{R}, \omega) - i\omega \mathbf{P}^\pm(\mathbf{R}, \omega) 4\pi,$$

можно найти поле деполяризованных волн как поле излучения, созданное дополнительной поляризацией $\mathbf{P}^\pm(\mathbf{R}, \omega)$. Считая $P^\pm \ll P_0$, можно при нахождении \mathbf{P}^\pm пренебречь влиянием деполяризации на поле волны. Тогда $-i\omega \mathbf{P}^\pm(\mathbf{R}, \omega)$ играет роль плотности тока, создающего деполяризованную компоненту поля. Энергия деполяризованной компоненты поля, распространяющаяся в направлении n в элементе телесного угла $d\Omega$ в интервале частот $d\omega$ за большое время T взаимодействия, имеет вид

$$\begin{aligned}
 d\mathcal{E} = & T 2\pi^5 n_0^2 \omega^4 \sqrt{\varepsilon} v^2 |(\mathbf{d}_{10}^0)_i (\mathbf{d}_{01}^\pm)_j \sigma_{ij}|^2 \times \\
 & \times \frac{|\mathbf{d}_{12} \mathbf{E}_0|^2 |e^* \mathbf{d}_{12}^\pm|^2}{|(\omega_{21} - \omega - \Delta/2)^2 - \Omega^2|^2} \delta(\omega - \omega_0 - \mathbf{v}\mathbf{k}(\omega) + \mathbf{v}\mathbf{k}_0) d\omega d\Omega, \quad (130)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 \sigma_{ij} = & \frac{v_i v_j}{v^2} A_1 + \frac{v_i q_j - q_i v_j}{qv} A_2 + \frac{q_i q_j}{q^2} A_3; \quad \mathbf{q} \equiv \mathbf{k}(\omega) - \mathbf{k}_0 - \frac{\mathbf{v}}{v}(\omega - \omega_0); \\
 A_1 = & \Lambda \left\{ \frac{e}{\pi} \left(1 - \frac{1}{v^2 \varepsilon} \right) \frac{\omega_{10}}{s} \right\}; \quad A_2 = \Lambda \frac{e^2 \omega_{10}}{\pi^2 s v \varepsilon} \left(1 - \frac{1}{v^2 \varepsilon} \right); \\
 A_3 = & \frac{1}{2} \left(\frac{e}{\pi v \varepsilon} \right)^2 \left\{ K_0(sa) - \frac{1}{2} - \frac{\xi}{2} \Lambda \right\}; \quad \xi = \left(\frac{q}{s} \right); \\
 s^2 = & \omega_{10}^2 (v^{-2} - \varepsilon); \quad \Lambda = \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + 4}} \ln \left(\frac{\sqrt{\xi^2 + 4} + 4}{\sqrt{\xi^2 + 4} - 4} \right);
 \end{aligned}$$

a — расстояние порядка атомного размера.

Из (130) следует, что частота деполяризованных квантов может изменяться, но наибольшая вероятность деполяризации при точном резонансе для поля ($\omega_0 = \omega_{21}$) отвечает частотам деполяризованных квантов $\omega = \omega_0 \pm \Omega$, для которых следует учитывать конечную энергетическую ширину возбужденных состояний. Как и во всех процессах когерентного высвечивания возбужденных частиц атомов вещества угол вылета деполяризованного кванта жестко связан с его частотой

$$\cos \vartheta = \frac{1}{v \sqrt{\varepsilon}} \left(1 - \frac{\omega_0 - \mathbf{v}\mathbf{k}_0}{\omega} \right). \quad (131)$$

Из (132) в частности следует, что процесс когерентной деполяризации имеет порог по энергии частицы при заданной частоте деполяризованного кванта. Для возникновения когерентной деполяризации скорость частицы v должна быть больше, чем

$$v_{\text{пор}} = (\omega \sqrt{\epsilon} - k_0 \cos \vartheta_0) / (\omega - \omega_0). \quad (132)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные выше процессы объединяются общим свойством — когерентностью высвечивания различных атомов при их возбуждении совместным действием быстрой частицы и поля накачки. Изучение только когерентных процессов накладывает сходные условия на кинематику процессов. Из законов сохранения следует, что для таких процессов угол вылета кванта жестко связан с его частотой при заданных характеристиках быстрой частицы и поля накачки. Изменение характеристик поля накачки может существенно изменить условия вылета кванта. Существует энергетический порог процесса, возможного при больших и невозможного при малых скоростях частицы.

При сходной кинематике рассмотренных процессов их динамика различна и их интенсивности могут иметь различные значения. Увеличению интенсивности процесса благоприятствует использование резонансных полей накачки, уровней с малой шириной и поля кильватерного заряда быстрой частицы. В этом случае интенсивность близка к излучению Вавилова — Черенкова или может превышать ее. Аналогия с излучением Вавилова — Черенкова понятна, так как рассмотренные процессы когерентного высвечивания можно считать обобщением излучения Вавилова — Черенкова на случай возбужденного полем вещества.

Автор пользуется приятной возможностью поблагодарить за дискуссии Д. Б. Рогозкина, совместно с которым получены результаты разд. 8 и 9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черенков П. А. — Докл. АН СССР, 1934, т. 2, с. 451; 1938, т. 21, с. 319.
2. Serenkov P. A. — Phys. Rev., 1937, v. 52, p. 378.
3. Тамм И. Е., Франк И. М. — Докл. АН СССР, 1937, т. 14, с. 109.
4. Jolley J. V. — Proc. Phys. Soc. A, 1951, v. 64, p. 82.
5. Mather R. L. — Phys. Rev., 1951, v. 84, p. 181.
6. Marshall J. — Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 275.
7. Kautz A., Hofstadter R. — Nucleonics, 1954, v. 12 (3), p. 36.
8. Дирли Д., Нортрой Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. Пер. с англ. М., Мир, 1966.
9. Гинзбург В. Л., Франк И. М. — ЖЭТФ, 1946, т. 16, с. 15.
10. Гарибян Г. М. — ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1403; 1959, т. 37, с. 527.
11. Тер-Микаелян М. Л. — Докл. АН СССР, 1960, т. 134, с. 318.
12. Алиханян А. И. и др. — ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 2002.
13. Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при сверхвысоких энергиях. Ереван. Изд-во АН АрмССР, 1969.

14. Кудрявцев В. Г., Рязанов М. И. — Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 503.
15. Гарибян Г. М., Ян Ши — ЖЭТФ, 1974, т. 61, с. 930.
16. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. — ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 944.
17. Беляков В. А. Письма ЖЭТФ, 1974, т. 13, с. 254.
18. Алиханян А. И. и др. — Phys. Rev. Lett., 1970, v. 26, p. 636.
19. Uto N., e.a. — Nucl. Instrum. Methods, 1974, v. 97, p. 389.
20. Yuan L. Доклад на Международном симпозиуме по переходному излучению частиц высокой энергии. Ереван, 1977.
21. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высокой энергии. Ереван, 1977. Изд-во Ереванского физического института, 1977.
22. Фейнберг Е. Л. — УФН, 1956, т. 58, с. 193.
23. Рязанов М. И. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 123.
24. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика систем с одним и двумя электронами. М., Физматгиз, 1960.
25. Галицкий В. М., Гуревич И. И. — Nuovo cimento, 1964, v. 32, p. 396.
26. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я. — Докл. АН СССР, 1953, т. 92, с. 535, с. 735.
27. Мигдал А. Б. — ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 633.
28. Рязанов М. И. — УФН, 1974, т. 114, с. 393.
29. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. Пер. с англ. М., 1965.
30. Neufeld J., Ritchie R. H. — Phys. Rev., 1965, v. 98, p. 1632.
31. Neelavathi V. H., Ritchie R. H. — In: Atomic collisions in solids. V. L, New York, Plenum Press, 1975, p. 289.
32. Vager Z., Gemmel D. S. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1352.
33. Vager Z., Gemmel D. S., Zabransky B. J. — Phys. Rev. A, 1976, v. 14.
34. Brandt W., Ratkovski A., Ritchie R. H. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1325.
35. Brandt W., Ritchie R. H. — Nucl. Instrum. Methods, 1976, v. 132, p. 43.
36. Brandt W., Laubert R., Ratkowski A. — Nucl. Instrum. Methods, 1976, v. 132, p. 57.
37. Tape J. M. e.a. — Nucl. Instrum. Methods, 1976, v. 132, p. 75.
38. Gemmel D. S. e.a. — Nucl. Instrum Methods, 1976, v. 132, p. 61.
39. Каган Ю., Кононец Ю. В., Джамакызов Н. К. — ЖЭТФ, 1978, т. 74.
40. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. — УФН, 1978, т. 126, с. 553.
41. Пайнс Д. Элементарные возбуждения в твердых телах. Пер. с англ. М., Мир, 1965.
42. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмopodobных сред. М., Атомиздат, 1961.
43. Arista N. R., Ponce V. H. — J. Phys. C, 1975, v. 8, p. 188.
44. Arista N. R. — Phys. Rev. B, 1978, v. 18, p. 1.
45. Laubert R., Chen F. K. — Bull Amer. Phys. Soc., 1979, v. 24, (1), p. 25.
46. Рязанов М. И. — ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 1559.
47. Рязанов М. И. — ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 1490.
48. Барсуков К. А., Бологовский Б. М. — ЖЭТФ, 1964, т. 45, с. 303.
49. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. М.
50. Бломберген Н. Нелинейная оптика. Пер. с англ. М., Мир, 1966.
51. Mc Wane P. D., Sealer D. A. — Appl. Phys. Lett., 1966, v. 8, p. 278.
52. Maker P. D., Terhune P. W. — Phys. Rev. A, 1965, v. 137, p. 801.
53. Рязанов М. И. — Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 437.
54. Калашникова Ю. С. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 2085.
55. Ляпидевский В. К., Рязанов М. И. — Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 516.
56. Бутылкин В. С. и др. Резонансные взаимодействия света с веществом. М., Наука, 1977.
57. Андреев С. П., Рязанов М. И. — Докл. АН СССР, 1974, т. 215, с. 807.
58. Рогозкин Д. Б., Рязанов М. И. — ЖЭТФ, 1981, т. 80, N. 6.