

СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ И ЭХО НА КОГЕРЕНТНЫХ КВАЗИЧАСТИЦАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ НА ПЕРЕХОДЕ ЗОНА—ЗОНА

В. С. Абрамов и У. Х. Конвиллем

Теоретически рассматривается возможность аналога спинового эха на прямом межзонном переходе в полупроводниках в случае, когда резонансная частота перехода близка к энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости. Показано, что под действием короткого когерентного лазерного импульса образуется квантовая суперпозиция пары электрон—дырка с равными и противоположными импульсами. В суперпозиционном состоянии система обладает осциллирующим поперечным электрическим дипольным моментом и может излучать сигналы световой индукции и светового эха. Сделаны оценки интенсивности светового эха для ряда полупроводников, которые показывают, что данный эффект может наблюдаться экспериментально. Кратко обсуждается возможность наблюдения светового эха в металлах.

Сверхизлучательное электромагнитное состояние (СЭС) спин-системы и его создание при помощи когерентного переменного магнитного поля впервые экспериментально и теоретически рассмотрены в работе Блоха [1]. Идеи Блоха были развиты в работе Хана [2], который показал, что при последовательном многоимпульсном возбуждении СЭС после прекращения воздействия на спин-систему внешних генераторов возможно восстановление СЭС под действием только внутренних сил спин-системы. Этот сигнал получил название «спинового эха». Вопрос о том, какие квантовые системы и под действием каких генераторов могут дать сверхизлучательные сигналы типа спинового эха и индукции, был решен в работе [3].

Было получено, что, в принципе, любому процессу поглощения энергии, проходящему под действием вынуждающего возмущения, может быть сопоставлен соответствующий сверхизлучательный аналог в том смысле, в каком обычному магнитному резонансу можно сопоставить спиновую индукцию и эхо. В настоящее время этот вывод подтверждается сообщениями об открытии сверхизлучательных резонансов. Идея этого принципа поиска сверхизлучательных эффектов состоит в том, что недиагональные матричные элементы соответствующего перехода внешним импульсным воздействием «преобразовываются» в диагональные, что и означает возникновение сверхизлучательного сигнала.

Для полупроводников характерно несколько механизмов поглощения: 1) собственное, 2) поглощение свободными носителями заряда, 3) внутризонное (имеющих сложную структуру зон), 4) поглощение примесью, 5) поглощение колебаниями решетки, 6) экситонное поглощение, 7) плазменное поглощение. Поэтому в принципе, каждому механизму можно сопоставить сверхизлучательный аналог. Для первого — световое эхо на прямом межзонном переходе, для второго — циклотронное эхо (в присутствии постоянного магнитного поля) [4], для третьего — внутризонное эхо, для четвертого — эхо на примесях, для пятого — фононное эхо или акустическое эхо [6], для шестого — экситонное эхо [5], для седьмого — плазменное или поляронное эхо. Данная работа рассматривает возможность аналога только для первого механизма.

Необходимыми условиями в явлениях эха и индукции являются

$$t_{1,2} \ll T_1, T_2, T_2^*, T_2^* < \tau \ll T_2, T_1, \quad (1)$$

где τ — временной промежуток между импульсами, $t_{1,2}$ — длительность первого и второго импульса соответственно, T_1 — время необратимой поперечной релаксации. Это означает, что ширина импульса должна перекрывать однородную и неоднородную ширину резонансной линии рассматриваемого перехода. В полупроводниках однородная ширина ($\sim 1/T_2$) обуславливается электрон-фононным, электрон-электронным, электрон-примесным взаимодействиями. При комнатных температурах она имеет величину порядка 10^{-13} сек. и меньше.

Оценим T_2 для температуры $T=4.2^\circ$ К по результатам работы [7]. Для JnSb, JnAs, JnP, GaAs, GaSb n -типа имеем T_2 по порядку 10^{-10} , 10^{-10} , 10^{-9} , 10^{-11} , 10^{-10} сек. соответственно. Для этих же полупроводников p -типа T_2 по порядку будет 10^{-9} , 10^{-9} , 10^{-9} , 10^{-9} , 10^{-11} сек. соответственно. T_1 для полупроводников можно отождествить с временем рекомбинации. Для различных полупроводников оно колеблется в широких пределах по порядку от 10^{-3} до 10^{-10} сек. T_2^* обуславливается статическими внутренними полями, которые возникают в результате взаимодействия электрона и дырки с примесями и другими дефектами кристалла.

При низких температурах возможно выполнение неравенства $T^* < T_2$. Поэтому при длительностях лазерного когерентного импульса порядка 10^{-11} сек. условия (1) должны выполняться и для полупроводников при температурах жидкого гелия и ниже. По форме индукции после первого, второго импульсов и по форме сигнала эха (что обычно и делают) можно судить о T_2^* .

Для прямых межзонных переходов недиагональными матричными элементами будут элементы для электрического дипольного перехода. Оператор электрического дипольного момента системы D в «дырочном» представлении [8] запишется

$$\left. \begin{aligned} D_x &= \sum_p (\kappa a_p^+ b_{-p}^+ + \kappa^* b_{-p} a_p), \\ D_y &= \sum_p (\kappa a_p^+ b_{-p}^+ - \kappa^* b_{-p} a_p), \\ D_z &= \sum_p (\kappa_z (a_p^+ a_p - b_{-p} b_{-p}^+), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$\kappa = (e/2) \langle mp | x_+ | np \rangle$, $\kappa_z = e \langle mp | z | np \rangle$, $x_+ = x + iy$, где a_p^+ , a_p , b_{-p}^+ , b_{-p} — операторы рождения и уничтожения электрона и дырки соответственно, p — квазиимпульс электрона, e — заряд электрона, m относится к валентной зоне, а n — к зоне проводимости, звездочка означает комплексно-сопряженную величину.

Вычисление средних значений компонент D проведем с использованием известного формализма оператора эволюции системы [9]. Тогда получим, что

$$D_x = \text{Re } d, \quad D_y = \text{Im } d, \quad D_z = -a + \text{Re } b, \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} d &= \sum_p \kappa (d_1 + d_2 + d_3) \text{th} \left(\frac{\omega_0}{2k_B T} \right) i e^{i\omega_0 t}, \\ b &= \sum_p \kappa_z \frac{|\lambda_1| |\lambda_2|}{\lambda_1 \lambda_2^*} \sin \theta_1 \sin \theta_2 \text{th} \left(\frac{\omega_0}{2k_B T} \right) e^{-i2\delta\tau}, \\ a &= \sum_p \kappa_z \cos \theta_1 \cos \theta_2 \text{th} \left(\frac{2k_B T}{\omega_0} \right), \\ d_1 &= \frac{\lambda_1^*}{|\lambda_1|} \sin \theta_1 (1 + \cos \theta_2) e^{i2\delta t - i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}}, \\ d_2 &= \frac{1}{2} \frac{\lambda_2^*}{|\lambda_2|} \cos \theta_1 \sin \theta_2 e^{2i\delta(t-\tau) - i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} d_3 &= -\frac{1}{4} \frac{\lambda_1 (\lambda_2^*)^2}{|\lambda_1| |\lambda_2|} \sin \theta_1 (1 - \cos \theta_2 e^{2\delta(t-2\tau)i - i(2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)\mathbf{r}}, \\ \lambda_\xi &= \frac{1}{2} \frac{e}{\mu} A_\xi^0 v_{mn}, \quad v_{mn} = \langle m\mathbf{p} | u_{-p+} | n\mathbf{p} \rangle, \quad \omega_0 = 2E, \quad \xi = 1, 2, \\ \theta_\xi &= 2\delta |\lambda_\xi| t_\xi, \quad p_\pm = p_x \pm ip_y, \quad u_\pm = u_x \pm u_y, \quad E = (p^2/2\mu) + \Delta, \end{aligned} \right\}$$

где A_ξ^0 — амплитуда векторного потенциала, k — волновой вектор световой волны, ω_0 — частота световой волны, v_{mn} — матричный элемент перехода, u_x, u_y — соответственно проекции орта-поляризации волны на оси координат, значки 1 и 2 относятся соответственно к 1-му и 2-му импульсам, k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Гамильтониан, ответственный за расфазировку, выбирался в виде

$$H' = \sum_p \delta (a_p^+ a_p + b_{-p}^+ b_{-p}), \quad (5)$$

где δ — параметр, характеризующий разброс локальных внутренних полей, создаваемых примесями или дефектами кристалла. Для разных электронов параметр δ различен.

Из выражений (3) следует, что действие светового импульса сводится к возникновению отличной от нуля поперечной составляющей индуцированного электрического дипольного момента системы, которая после импульса прецессирует с частотой ω_0 .

Распутывание оператора эволюции системы L было проведено с учетом того, что резонансная частота рассматриваемого перехода была близка к расстоянию Δ между валентной зоной и зоной проводимости, т. е. выполнялось условие

$$0 < \omega - \Delta \ll \Delta. \quad (6)$$

Следовательно, рассматриваются лишь переходы между верхом валентной зоны и низом зоны проводимости.

Интегральная мощность когерентного излучения (светового эха)

$$I = \frac{\omega^4}{2\pi} \int |D|^2 \sin^2 \varphi d\Omega, \quad (7)$$

где φ — угол между направлением k и направлением электрического дипольного момента перехода D . Интегрирование ведется по телесному углу $d\Omega$. Величина $|D|^2$ подсчитывается по формуле

$$\left. \begin{aligned} |D|^2 &= \sum_{p \neq p'} \alpha \langle a_p^+ b_{-p}^+ \rangle \langle b_{-p'} a_{p'} \rangle e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \\ \langle a_p^+ b_{-p}^+ \rangle &= \text{Sp } \rho_0 L^{-1} a_p^+ b_{-p}^+ L, \\ |D|^2 &= \sum_{p \neq p'} \alpha [d_1 + d_2 + d_3] [d_1^* + d_2^* + d_3^*] e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \\ \rho_0 &= R (\text{Sp } R)^{-1}, \quad R = \exp \left[- \sum_p E(p) (a_p^+ a_p + b_{-p}^+ b_{-p}) / k_B T \right]. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Суммирование в (8) должно идти по всем состояниям, которые перемещает внешний световой импульс. Полоса этих состояний пропорциональна $1/t_{1,2} \sim \lambda_{1,2}$. Переходя от суммирования к интегрированию и учитывая плотность состояний, имеющих импульс p в интервале $p+dp$, имеем

$$\left. \begin{aligned} I_t &\simeq I_0 N^2 V^2 \frac{l^2}{S}, \quad I_0 = \frac{\omega^4}{2\pi c^3} \alpha^2, \\ N &= \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{1}{3\pi^2} \lambda^{3/2}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Здесь N — концентрация активных частиц, V — объем образца, S — поверхность торца образца, l — длина волны падающего света; как следует из выражений (8) и (7), интенсивность пропорциональна

$B = \text{th} \left(\frac{\omega_0}{k_B T} \right)$. При низких температурах $B \sim 1$, а при повышении T стремится к нулю ($T \sim 10^3 \div 10^4$ К°). Физически это означает, что при низких температурах разность заселенностей между валентной зоной и зоной проводимости максимальна. С повышением температуры она уменьшается, следовательно, интенсивность когерентного излучения пропорциональна начальной разности заселенности: чем больше она, тем больше сигнал. Это легко понять. Внешний импульс ведет к выравниванию заселенностей, чем больше начальная разность заселенностей, тем больше электронов принимает участие в сверхизлучении, интенсивность которого пропорциональна N^2 . В полупроводниках с большей энергетической щелью больше и величина B . При интегрировании (8) и было положено $B=1$, что для температур жидкого гелия вполне оправдано. Кроме того, было положено, что

$$2\lambda_1 t_1 = \frac{\pi}{2}, \quad 2\lambda_2 t_2 = \pi, \quad k = 2k_2 - k_1, \quad t = 2\tau.$$

Число активных частиц, как это видно из (9), не зависит от температуры, а полностью определяется величиной амплитуды светового импульса и параметрами конкретного образца. Зависимость от температуры появится при учете B в выражении (8) при интегрировании. В реальных полупроводниках в большинстве случаев эффективные массы электрона и дырки не равны.

Результат расчета для этого случая получается тот же, но только следует заменить μ на приведенную эффективную массу $\mu_e \mu_h / (\mu_e + \mu_h)$, где μ_e , μ_h — эффективные массы электрона и дырки соответственно.

Проведем конкретные оценки интенсивности светового эха для ряда образцов. Если взять образец объемом 1 мм^3 при температуре 4.2° К , то по порядку величины получим для $\text{JnSb} - J=10^6$, $\text{JnAs} - 8 \cdot 10^7$, $\text{JnP} - 7 \cdot 10^{10}$, $\text{GaSb} - 9 \cdot 10^9$, $\text{GaAs} - 7 \cdot 10^{11}$ эрг/сек. Интенсивности большие, но длительность импульса составляет 10^{-11} сек., поэтому энергия будет мала. В настоящее время такие энергии можно измерить и, следовательно, данный эффект может быть наблюден. Интенсивность светового эха увеличивается с увеличением эффективной массы электрона или дырки, как это следует из приведенных оценок. Это легко объясняется. Величина эффективной массы электрона или дырки характеризуется крутизной зоны проводимости или валентной зоны, поэтому с увеличением эффективной массы плотность состояний увеличивается и увеличивается число активных частиц, участвующих в сверхизлучении.

Обсудим, наконец, возможность обнаружения светового эха в металлах. Отметим, что из-за оптической непрозрачности металлов такие когерентные сигналы могут быть обнаружены либо при отражении лазерного света от поверхности металла, либо при взаимодействии света с микроскопическими скоплениями металла в прозрачной среде.

Такие среды образуются в процессе металлизации диэлектриков под действием ядерных излучений, например, образование капель металлического лития в кристалле LiF под действием интенсивного облучения потоком нейтронов. В металлах, как правило, очень коротки времена релаксации T_1 , T_2 , T^* . Однако простое рассуждение показывает, что, в принципе, это не может быть препятствием для обнаружения светового эха в металлах. Действительно, если частота света ν , то, в принципе, возможно получение когерентных импульсов длительности $\Delta t \sim (10/\nu)$. С другой стороны, обнаружение физического явления, при котором испускаются фотоны, а также модуляции испускания фотонов от параметра любой физической природы свидетельствуют о том, что в этих процессах T_1 , $T_2 \geq 10 (10/\nu)$ и обнаружение явлений типа светового эха возможно. Можно также сказать, что световое эхо — это когерентный оптический эффект, однако, как хорошо известно, не существует совершенно некогерентных источников света. Отсюда однозначно следует, что на всех известных источниках света могут быть произведены опыты типа светового эха.

Перечислим кратко типы светового эха в металлах. 1. Вдоль металлических поверхностей могут распространяться световые волны, для которых волновой вектор совпадает с волновым вектором поверхностного плазмона [10]. При этом плазмоны могут быть переведены в сверхизлучательное состояние, что приведет к генерации световой индукции и эха плазмонами. Этот эффект может быть обнаружен непосредственно по оптическому излучению поверхностных плазмонов, или по модуляции интенсивности отражаемых коротких лазерных импульсов. 2. Эхо критического электрического тока в сверхпроводящих контактах. Оно вызывается воздействием двух очень слабых импульсов света на кольцевой интерферометр типа Мерсеро [11]. Это может возникнуть за счет фазовой памяти как критического электрического тока, так и вещества интерферометра Мерсеро. 3. Возбуждение светового эха поверхностных плазмонов при помощи коротких импульсов электронного пучка [12]. 4. Двухквантовое оптико-фононное эхо, возникающее при комбинированном воздействии фотонов и действительных или виртуальных фононов [13]. 5. Возникновение светового эха под действием двух импульсов потока элементарных частиц, проходящих через металлическую фольгу [14]. 6. Световое эхо на металлических капельках в диэлектриках [15]. Отметим, что перед исследованием явлений типа светового эха на перечисленных объемах полезно проведение экспериментов по рассеянию коротких лазерных импульсов от металлических поверхностей и пропусканию таких импульсов через полупрозрачные металлические пленки. Эти эксперименты также дают сведения о внутренней динамике металлов.

Литература

- [1] F. Bloch. Phys. Rev., 70, 460, 1946.
- [2] E. Hahn. Phys. Rev., 80, 580, 1950.
- [3] У. Х. Копвиллем. ЖЭТФ, 42, 1333, 1962.
- [4] Я. Я. Асадудлин, У. Х. Копвиллем. ЖЭТФ, 61, 2487, 1971.
- [5] О. Н. Гадомский, В. В. Самарцев. ФТТ, 13, 2806, 1971.
- [6] А. В. Алексеев. ФТТ, 13, 789, 1971.
- [7] J. L. Moll. Physics of Semiconductors. New York, 1964.
- [8] А. С. Давыдов. Квантовая механика, стр. 685. Физматгиз, М., 1963.
- [9] А. В. Алексеев, У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, М. И. Пирожков. ЖЭТФ, 55, 1852, 1968.
- [10] D. Beaglehole. Phys. Rev. Lett., 22, 708, 1969.
- [11] R. Y. Chiao. Phys. Lett., 33A, 177, 1970.
- [12] Y. Y. Teng, E. A. Stern. Phys. Rev. Lett., 19, 511, 1967.
- [13] A. Karakashian, A. Bardasis. Phys. Lett., 32A, 17, 1970.
- [14] S. Prunster, C. L. Wang, L. C. L. Yuan, J. Oostens. Phys. Lett., 23B, 47, 1968.
- [15] J. P. Marfon, J. R. Lemon. Phys. Rev., 4B, 271, 1971.

Поступило в Редакцию 21 апреля 1972 г.