

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Малыгин, А. Н. Пенин, А. В. Сергиенко,
Пространственно-временная группировка фотонов
при спонтанном параметрическом рассеянии света,
Докл. АН СССР, 1985, том 281, номер 2, 308–313

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.171

22 марта 2025 г., 02:54:04



А.А. МАЛЫГИН, А.Н. ПЕНИН, А.В. СЕРГИЕНКО

**ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ГРУППИРОВКА ФОТОНОВ
ПРИ СПОНТАННОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА**

(Представлено академиком Л.В. Келдышем 12 III 1984)

В работе описаны результаты экспериментального исследования пространственной (поперечной) и временной (продольной) группировки фотонов в процессе трехфотонного параметрического рассеяния света (СПР).

СПР (см., например, [1–3]) – процесс взаимодействия фотонов монохроматического излучения (накачки) со средой, не имеющей центра симметрии. В результате на выходе из среды образуется излучение, занимающее широкий участок спектра в стоксовой относительно частоты накачки области во всем диапазоне прозрачности рассеивающей среды – пьезоэлектрического кристалла. Элементарный акт рассеяния – распад фотона накачки с частотой ω_0 и волновым вектором k_0 на пару фотонов с частотами ω_1 и ω_2 и волновыми векторами k_1 и k_2 .

Параметры фотонов удовлетворяют условиям

$$(1) \quad \omega_1 + \omega_2 = \omega_0; \quad k_1 + k_2 = k_0.$$

Показано [4] и экспериментально подтверждено [5], что фотоны, связанные условием (1) (параметрически сопряженные фотоны), характеризуются "сверхклассической" по сравнению с группировкой Брауна–Твисса [6] группировкой по времени пролета через заданную плоскость $[z]$ в пространстве, перпендикулярную направлению $k_0/|k_0|$. Наряду с временной параметрически связанные фотоны обладают пространственной группировкой в плоскости $[z]$ [7].

Пространственно-временная группировка фотонов означает повышенную вероятность одновременного нахождения двух фотонов в пространственно-временных точках x_1 и x_2 ; $x_i \equiv \{z_i, \rho_i, t_i\}$, $i = 1, 2$; z_i – координата на оси $z \parallel k_0$ с началом отсчета на выходной грани рассеивающей среды (k_0 обычно перпендикулярен к этой грани); ρ_i – радиус-вектор, определяющий положение точки x_i в плоскости $[z_i]$, имеющей координату z_i и перпендикулярной z ; t_i – моменты (время) наблюдения.

По условиям эксперимента $z_1 = z_2 = z$. В этом случае вероятность обнаружить параметрически связанную пару фотонов с частотами ω_1 и ω_2 в точках x_1 и x_2 согласно [7] определяется выражением

$$(2) \quad f_{12}(z, \rho, t) \equiv f_{12}(\rho, t) = \frac{1}{1 + (\tilde{z} + \tilde{t})^2} \exp \left[\frac{-\rho^2 q_m^2}{1 + (\tilde{z} + \tilde{t})^2} \right].$$

Здесь q_m – поперечная, в плоскости $[z]$, компонента волнового вектора рассеяния волн, определяющая угловой спектр рассеяния;

$$\tilde{z} = 2zz_m^{-1}; \quad \tilde{t} = 2t \cdot z_m^{-1}; \quad \tilde{t} = 2t(dz)^{-1}, \quad \alpha \equiv (u_1^{-1} - u_2^{-1}); \quad t = |t_2 - t_1|;$$

$$u_i = d\omega_i/dk_i; \quad k_i = \frac{n_i \omega_i}{c}; \quad k_1 \approx k_2 = k; \quad \rho = |\rho_2 - \rho_1|;$$

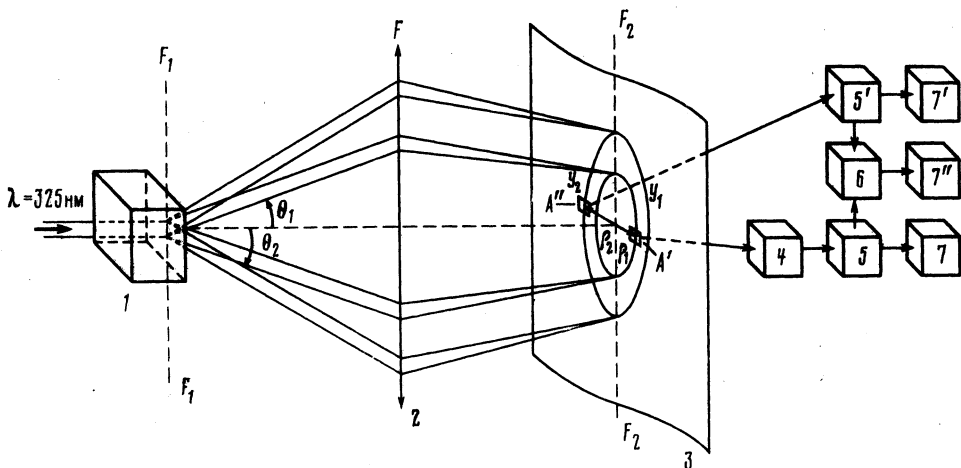
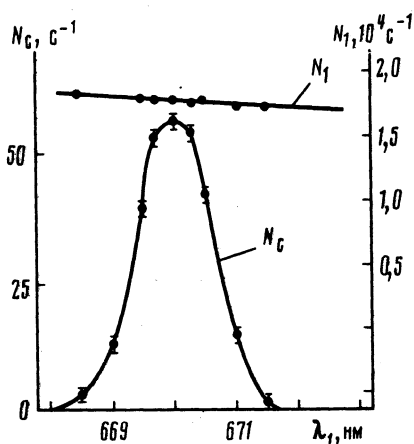


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для наблюдения эффекта пространственной и временной группировки фотонов при спонтанном параметрическом рассеянии. 1 — нелинейный кристалл; 2 — тонкая фокусирующая линза; 3 — фокальная плоскость линзы; 4 — монохроматор канала 1; A' , A'' — пространственные диафрагмы каналов 1 и 2; 5, 5' — фотоэлектронные приемники каналов 1, 2; 6 — схема совпадений; 7, 7'' — счетчики импульсов

Рис. 2. Кривая совпадений импульсов в каналах 1, 2 в зависимости от электронной задержки между каналами; 0 соответствует введению фиксированной задержки $\Delta t_{\text{ф}} = 7$ нс, $\lambda_1 = 630$ нм, $\lambda_2 = 670$ нм, $T_{\text{наб}} = 100$ с, количество измерений в каждой точке 5



$z_m \equiv k/q_m^2$ — параметр, определяющий размер ближней зоны по z согласно условию $\rho < a_0 - \vartheta_m(z+l)$; a_0 — диаметр луча накачки; l — длина рассеивающего слоя по z ; $\vartheta_m \equiv k/q_m$ — угол рассеяния.

Длина бифотона $l^{(2)}$ (среднее расстояние по направлению $z/|z|$ между параметрически связанными фотонами) определяется временем когерентности второго порядка $t^{(2)}$ [7] и для почти коллинеарного случая рассеяния ($\rho \approx 0$) равно

$$(3) \quad t^{(2)} = 2f_{12}^{-1}(0,0) \int_0^{\infty} dt f_{12}(0,t).$$

Из (3) следует, что длина бифотона меняется в пределах от $l_{\text{min}}^{(2)} \equiv c(2\Delta\omega_p)^{-1}$ ($\Delta\omega_p$ — частотная ширина спектра (СПР) в ближней зоне рассеяния ($z \ll z_m$) до $l_{\text{max}}^{(2)} \equiv 2c(\Delta\omega)^{-1}$ ($\Delta\omega$ — частотная ширина волнового синхронизма) в дальней зоне ($z \gg z_m$). Время когерентности $t^{(2)}$ и длина бифотона $l^{(2)}$ определяются относительным запаздыванием фотонов в среде из-за дисперсии ее диэлектрической проницаемости. И в ближней, и в дальней зонах длина бифотона $l^{(2)}$ и длины фотонов $l^{(1)}$, определяемые функциями когерентности первого порядка, примерно равны [7].

$$(4) \quad \rho^{(2)} = 1/q_m [1 + (\tilde{z} + \tilde{t})^2]^{1/2}.$$

Из (4) следует, что при $t_1 \approx t_2 \approx 0$, т.е. в момент рождения пары, в ближней зоне рассеяния $\rho^{(2)} = q_m^{-1}$ и определяется угловой шириной спектра рассеянного излучения. В дальней зоне $\rho^{(2)} \approx 2\theta z$, определяется расстоянием разлета фотонов из одного фотона и может достигать значительных величин.

В настоящей работе используется детектор бифотонного поля, состоящий из двух линейных по интенсивности счетчиков фотонов и коррелятора — схемы совпадения (рис. 1). Источником бифотонного поля служил кристалл йодата лития, возбуждаемый когерентным монохроматическим излучением с длиной волны 325 нм мощностью $5 \cdot 10^{-3}$ Вт. Кристалл имел длину $l = 1,5$ см. Изменение ориентации кристалла относительно луча накачки позволяло изменять частотно-пространственное распределение рассеянного излучения $\vartheta_i(\omega_i)$ (см. перестроечные кривые СПР в [9]).

Для упрощения экспериментальной схемы угловое распределение ϑ_i переводилось в распределение $\rho_i(\omega_i)$ в плоскости с помощью тонкой линзы с фокусным расстоянием $F = 10$ см. Фокальная плоскость линзы $[F_1]$ совмещалась с выходной гранью кристалла, а ее ось — с осью луча накачки. Тогда во второй фокальной плоскости линзы $[F_2]$ излучение каждого цвета образовывало кольцо, так что окончательно в плоскости $[F_2]$ образовывалась система концентрических разноцветных колец, радиус которых связан с углом рассеяния через фокусное расстояние $\rho_i(\omega_i) = F \operatorname{tg} \vartheta_i$. Дисперсия радиуса колец определялась дисперсией показателя преломления кристалла и ориентацией. Ширина кольца, образованного излучением частоты ω_i (по ρ_i), определялась радиусом когерентности первого порядка $\rho^{(1)}$ и в эксперименте имела порядок величины $\rho^{(1)} \sim 0,01-0,02$ см. Длина бифотонов при этом была порядка $l^{(2)} \sim 0,2$ см, а время когерентности $t^{(2)} \sim 6 \cdot 10^{-12}$ с. Вследствие условия (1) параметрически сопряженные точки находились в диаметрально противоположных областях системы колец. Использовался близкий к коллинеарному и вырожденному режим рассеяния ($\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx 650$ нм, $\theta_i \ll 1$).

Входные отверстия приемников размещались в плоскости $[F_2]$ и могли изменять свое положение как вдоль радиус-вектора ρ_i , так и поперек его (по касательной к кольцу радиуса Y).

Фотоприемные каналы несколько отличались один от другого. Канал 1 регистрировал фотоны частоты ω_1 и включая в себя пространственный и спектральный фильтры для выделения излучения заданной частоты ω_1 , спектральной ширины $\Delta \omega_1$, заданного направления $k_1/|k_1|$ и угловой ширины $\Delta \vartheta_i$ в плоскости $[F_2]$. Пространственным фильтром служило квадратное отверстие, площадь которого могла изменяться в пределах от 0 до $0,16$ мм². Спектральным фильтром служил спектрограф типа ИСП-51 в режиме монохроматора. Канал 2 включал в себя только пространственный фильтр, аналогичный фильтру первого канала.

Счетчиками фотонов в обоих каналах служили фотоэлектронные умножители типа ФЭУ-79 с последующими электрическими цифровыми схемами обработки. Схемы обеспечивали на выходе импульсы тока длительностью 10–15 нс по полувысоте. Число импульсов регистрировалось приборами типа ЧЗ-34. Корреляторами служила схема совпадения суммирующего типа, обеспечивающая появление импульса на выходе, если временная задержка импульсов на входе не превышала 12 нс. Мертвое время было не более 2–3 нс. Число импульсов совпадений регистрировалось прибором ЧЗ-34. Все три счетчика импульсов жестко синхронизировались по времени работы.

Экспериментально исследовались зависимости скорости счета импульсов совпадений N_c от смещения пространственного фильтра в канале 2 по координатам ρ_2 и Y_2 (при фиксированном положении пространственного и частотного фильтра канала 1), от частоты пропускания ω_1 канала 1 при фиксированном положении

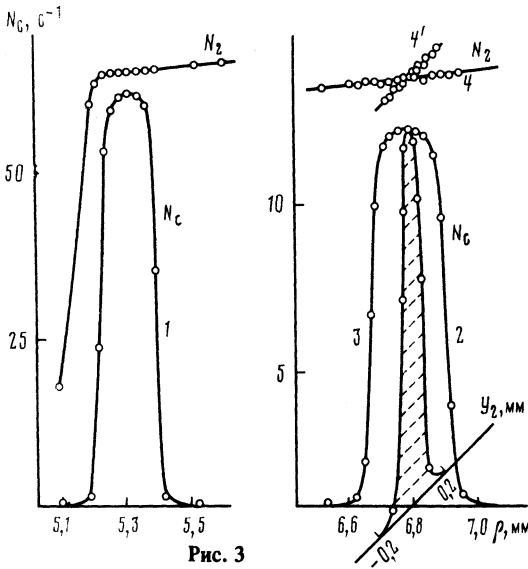


Рис. 3

Рис. 3. Пространственное распределение чисел отсчетов и совпадений в каналах 1 и 2 (в плоскости $[F_2]$). 1 - $N_c = N_c(\rho_2)$ ($\rho_1 = 5,3$ мм, $\lambda_1 = 650$ нм); 2 - $N_c = N_c(\rho_2)$ ($\rho_1 = 6,8$ мм, $\lambda_1 = 630$ нм); 3 - $N_c = N_c(Y_2)$ ($\rho = 6,8$ мм); 4, 4' - $N_2 = N_2(\rho_2, Y_2)$

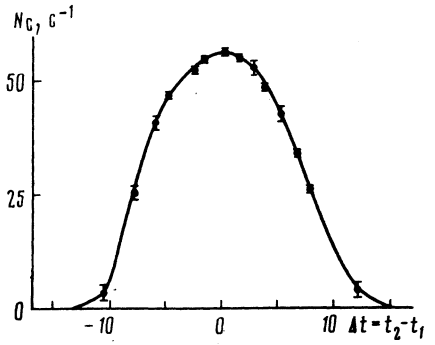


Рис. 4

Рис. 4. Зависимости N_c и N_1 от длины волны пропускаемого канала 1 при фиксированном положении пространственного фильтра канала 2. $\lambda_1 = 630$, $\Delta\lambda_1 = 1,5$ нм; $\lambda_2 = 670$, $\Delta\lambda_2 = 1,5$ нм

пространственных фильтров канала 2, от величины временной задержки в электрической цепи канала 2.

Временная группировка фотонов. На рис. 2 приведена характерная зависимость N_c от введения задержки момента измерения в канал 2 по отношению к каналу 1. При получении приведенной кривой канал 1 был настроен на прием излучения с длиной волны $\lambda_1 = 630$ нм, а канал 2 — на $\lambda_2 = 670$ нм. Пространственные фильтры находились в точках плоскости $[F_2]$ с рассчитанными по дисперсионным характеристикам кристалла координатами. Максимум кривой N_c наблюдался при введении в канал 2 задержки $\Delta t \sim 7$ нс, что связано с необходимостью компенсации разности оптических путей каналов. При введении задержки, большей или меньшей компенсирующей на величину ~ 20 нс, скорость счета совпадений падала до уровня счета случайных совпадений $N'_c \sim 5 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$. Отметим, что в [5], где наблюдалась временная группировка, скорость счета N_c импульсов совпадения в максимуме кривой не превышала 2 с^{-1} и слабо отличалась от N'_c .

Пространственная группировка фотонов. Исследование пространственной группировки фотонов сводится к исследованию зависимости от взаимного расположения пространственных фильтров фотоприемных каналов и от их положения в плоскости $[F_2]$.

На рис. 3 приведены зависимости $N_c(\rho_2)$ при двух значениях ρ_1 и ω_1 (кривые 1 и 2) и зависимость $N_c(Y)$ (кривая 3, с заштрихованной плоскостью фигуры). Там же даны значения $N_2(\rho_2)$ скорости счета в канале 2. Контраст кривой, отношение $N_{c \text{ max}}$ к N'_c по порядку величины превышал 10^2 . Уменьшение величины $N_2(\rho_2)$ при малых ρ^2 связано с характерным распределением рассеяния в пространстве из-за дисперсии диэлектрической проницаемости среды. Изменение частоты ω_1 приводит к сдвигу максимума кривой $N_c(\rho_2)$ (кривая 2), вследствие отличия от

нуля наклона перестроечной кривой ПР $\theta_i = \theta_i(\omega_i)$. Кривая 3 получена при движении пространственного фильтра по касательной к окружности радиуса $\rho_2 = 6,8$ мм в максимуме кривой 2. Так как в канале 2 не содержалось никаких спектральных фильтров и спектральная кривая чувствительности ФЭУ-79 в этом диапазоне представляет собой достаточно гладкую кривую, наблюдаемый максимум зависимости скорости счета импульсов совпадений от положения пространственного фильтра фотоприемного канала свидетельствует о наличии пространственной группировки параметрически связанных фотонов с радиусом когерентности $\rho^{(1)} \sim 0,1-0,2$ мм.

Приведенная на рис. 4 зависимость N_c от длины волны λ_1 пропускания канала 1 при фиксированных положениях пространственных фильтров канала 2, соответствующих положению максимума кривой 2 на рис. 3, подтверждает наличие группировки только для параметрически связанных фотонов.

Степень группировки. Для оценки степени группировки — отношения интенсивности потока фотонов N_1^{Φ} в канале 1 к интенсивности потока бифотонов $N_6/g^{(2)} = N_1^{\Phi}/N_6$ — была оценена квантовая эффективность канала 2 при двух значениях длин волн $\lambda = 630$ и 670 нм. Для выделения сигнала именно на этой длине волн в канал вводились частотные селекторы — интерференционные светофильтры. С учетом их пропускания квантовая эффективность η_2 канала 2, измеренная с помощью вторичного светового эталона типа СИ-8, оказалась равной

$$\eta_2|_{630 \text{ нм}} = 2,5 \pm 0,4\% \text{ и } \eta_2|_{670 \text{ нм}} = 1,8 \pm 0,5\%.$$

Определение величины $g^{(2)}$ основано на том, что вследствие независимости процессов измерения каналами скорость счета N_c числа импульсов совпадений равна $N_c = \eta_1 \eta_2 N_6$; η_1 — квантовая эффективность канала 1. Тогда $g^{(2)} = \eta_2 N_1 N_c^{-1}$. С учетом значений η_2 и влияния на парность френелевского отражения на гранях кристалла и на поверхностях тонкой линзы получено, что в первом случае $g^{(2)} \approx 0,92$, во втором $g^{(2)} \approx 0,96$, а в среднем $g^{(2)} \approx 0,94$. Точность измерения степени группировки определялась в основном точностью определения квантовой эффективности по стандартной фотометрической методике и была равна $\Delta g^{(2)} \sim 0,2$. Таким образом, с точностью эксперимента, параметрически рассеянный свет полностью двухфотонный.

Двухфотонный характер параметрически рассеянного света позволяет решать задачу абсолютного определения квантовой эффективности фотоприемников. Величины квантовой эффективности легко могут быть определены из измерения скоростей счета импульсов в каналах 1 и 2 и импульсов совпадения N_1, N_2, N_c по формулам $\eta_1 = N_c/N_2$, $\eta_2 = N_c/N_1$.

Отметим возможность одноканальной калибровки ФЭУ [10, 11], когда на один калибруемый приемник направляются сначала фотоны частоты ω_1 , потом ω_2 , а затем бифотоны, состоящие из фотонов этих частот. Величина квантовой эффективности определяется из соотношения $\eta_{2(1)} = 1 - \frac{M_6 - N_{1(2)}}{N_{2(1)}}$, где M_6 — ско-

рости счета числа импульсов (как одно-, так и двухэлектронных) при регистрации бифотонов, а N_1 и N_2 — скорости поочередного счета однофотонных составляющих бифотонного поля. Проведенные эксперименты по одноканальной калибровке показали [12] возможность достижения высокой (до 2–3%) точности измерения η .

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Д.Н. Клышко за проявленное внимание, интерес и большую помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Клышко Д.Н. — Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, вып. 1, с. 490.
2. Клышко Д.Н. — ЖЭТФ, 1968, т. 55, вып. 3, с. 1006.
3. Клышко Д.Н. Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980.
4. Зельдович Б.Я., Клышко Д.Н. — Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 69.
5. Burnham D.C., Weinberg D.L. — Phys. Rev. Lett., 1970, vol. 25, № 4, p. 84.
6. Broun R.H., Twiss R.W. — Nature, 1956, vol. 177, p. 27.
7. Клышко Д.Н. — ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 1313.
8. Granneman E., Van der Viel M.J. — Phys., vol. 8, 1975, p. 1617.
9. Малыгин А.А., Пенин А.Н., Сергиенко А.В. — Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 7, с. 1563.
10. Клышко Д.Н. — Там же, 1980, т. 7, № 9, с. 1932.
11. Малыгин А.А., Пенин А.Н., Сергиенко А.В. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 3, вып. 10, с. 493.
12. Клышко Д.Н., Малыгин А.А., Пенин А.Н. Тр. VII Вавиловск. конф. Нелинейная оптика, 1981, ч. 1, с. 206.

УДК 621.383.2/5+629.7.064.56

Ф И З И К А

Л.Б. РУБИН, Г.Г. УНТИЛА, В.С. ПШЕЖЕЦКИЙ, Е.В. ПРОЛЕЙКО

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНТАКТА ПОЛУПРОВОДНИК—ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНЫЙ ПОЛИМЕРНЫЙ МАТЕРИАЛ С ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

(Представлено академиком Л.В. Келдышем 16 VII 1984)

В последние годы все более актуальной становится задача использования солнечной энергии путем преобразования ее в электрическую или химическую [1–4]. Наибольшие успехи в этом направлении достигнуты с использованием полупроводниковых солнечных батарей [1]. Действие полупроводниковых солнечных батарей основано на наличии в них внутреннего потенциального барьера, в поле которого при поглощении кванта света происходит пространственное разделение генерированной пары электрон–дырка. Известно, что потенциальный барьер возникает на границе p - и n -областей в гомогенном полупроводнике (p – n -переход) или на границе двух полупроводников (гетеропереход), а также на поверхности полупроводника (барьер Шоттки) при контакте его либо с металлом, либо с раствором окислительно-восстановительной системы (ОВС) [1, 3].

Очевидно, что технологически наиболее просто изготовить потенциальный барьер, помещая полупроводниковый электрод в раствор ОВС, так как в этом случае не требуется создания в электроде заданных градиентов концентраций донорной и акцепторной примесей (как в случае p – n -перехода) или пространственного изменения химического состава (для гетероперехода). Созданные на базе такого типа потенциального барьера фотоэлектрохимические преобразователи (ФЭХП) солнечной энергии обладают рядом несомненных преимуществ перед другими типами солнечных батарей [3, 4]. Показано, что использование дешевых некристаллических полупроводниковых электродов приводит лишь к незначительному снижению их КПД, например, с 12% для ФЭХП с монокристаллическим GaAs [5] до 7,8% с поликристаллическим [6]. Это обусловлено тем, что для создания барьера Шоттки требования к совершенству кристаллической структуры электрода оказываются гораздо менее жесткими. Именно эти обстоятельства послужили основной причиной широкого развития работ по созданию ФЭХП.