

# Квантовая декогеренция счетчика единичных фотонов\*

*Дориа В., Ли Н., Амри Т., Фабр К., Лорат Ж.*

Взаимодействие квантовой системы с окружающей средой ведет к так называемой квантовой декогеренции. Это явление имеет принципиальное значение, но, кроме того, понимание и возможный контроль за динамикой процесса в различных сценариях являются ключевым элементом при обработке квантовой информации. Здесь мы сообщаем о количественном исследовании того, что можно назвать квантовой декогеренцией детекторов – процесс, напоминающий декогеренцию квантовых состояний в присутствии связи с резервуаром. Мы демонстрируем, как квантовые особенности двух счетчиков одиночных фотонов исчезают под влиянием шума окружающей среды. Таким образом, мы получаем экспериментальное свидетельство перехода между полностью квантовым действием измерительного прибора к «полуклассическому режиму», описываемому положительной функцией Вигнера. Определена и экспериментально измерена точная граница между этими двумя режимами.

Взаимодействие квантовых систем с окружающей средой ведет к переходу от квантового мира к классическому. Изучение этого перехода вызвало появление многих работ в последнее десятилетие [1, 2]. Например, плодотворные эксперименты позволили получить контролируемые измерения декогеренции квантовых состояний, включая мезомакроскопические суперпозиции в микроволновой полости [3, 4], состояний движения иона в ловушке [5], пространственно разделенных атомных суперпозиций [6] и усиленных числовых состояний [7]. Если декогерентность лежит в основе основ квантовой физики, то этот процесс имеет и практическое значение, поскольку играет центральную роль в квантовой обработке информации [8]. В настоящей работе мы расширяем это исследование, направляя воздействие декогерирующей среды не на квантовое состояние, а на квантовые возможности измерительной аппаратуры.

Здесь мы рассмотрим, как шум среды количественно ухудшает квантовые возможности оптических детекторов. Это соответствует многим практическим ситуациям, когда темновые кванты, дополнительный фон или любая нежелательная эмиссия в детектируемую область могут привести к снижению ожидаемой возможности измерения, что, следовательно, ограничивает их использование в широком диапазоне применений. Именно оценка квантовых особенностей фотонных счетных устройств играет действительно большую роль в развитии квантовых технологий [9]. Например, управляемое измерение обработки информации [10, 11], распределения квантовых ключей [12] и инжиниринга состояний [13-18] все больше и больше полагаются на такие отсчеты. Контроль неклассических особенностей детекторов, используемых в этих протоколах, занимает центральное место в этом начинании.

Для того, чтобы отслеживать декогеренцию детекторов, подверженных воздействию контролируемого шума окружающей среды, мы экспериментально определили их положительный оператор, измеряемый (POVM)  $\{\prod_n^A\}$  [19-21], и оценили их неклассические особенности. Для измерений, нечувствительных к фазе, как это имеет место для однофотонных детекторов, рассматриваемых здесь, выход, обозначенный 'n', соответствует 'n кликам'. В идеальном случае счетчика фотонов с единичной квантовой эффективностью, разрешением по некоторому числу фотонов и без темновых квантов, POVM оператор, связанный с измерением 'n', является проекцией  $|n\rangle\langle n|$  на числовой

базис. Реальное устройство отличается от этого случая, и оператор  $\hat{\Pi}_n$  можно представить в виде суммы проекторов:

$$\hat{\Pi}_n = \sum_{l=0}^{\infty} r_{l,n}(\eta, \nu) |l\rangle\langle l|. \quad (1)$$

где коэффициенты  $r_{l,n} \geq 0$  зависят от квантовой эффективности детектора  $\eta$  и среднего значения  $\nu$  шумовых отсчетов в окнах детектирования. Детекторная томография приводит к экспериментальному определению всех коэффициентов  $\{r_{l,n}(\eta, \nu)\}$  без априорного знания об устройстве [22, 23]. Реконструированный оператор может быть представлен квази-вероятностным распределением, называемым функцией Вигнера. Это распределение может принимать отрицательные значения, что мешает ему быть интерпретированным как обычное распределение вероятностей. Существование таких отрицательных значений является сильным свидетельством полностью квантового характера изучаемого измерительного устройства. Кроме того, можно показать, что неклассические особенности измерений, выполняемых детектором, могут быть связаны с неклассическими свойствами состояния, восстановленного по его отклику [24]. Матрицы плотности восстановленного состояния задаются нормированным POVM. Отрицательность функции Вигнера детектора может, таким образом, быть связана с отрицательностью его восстановленного состояния.

Наша работа была проведена на двух разных детекторах: счетчике одиночных фотонов, на лавинном фотодиоде и двухканальном детекторе с временным мультиплексированием с разрешающей способностью, обеспечивающей счет отдельных фотонов [25]. Мы определяли функции Вигнера, связанные с двумя детекторами, для изучения и рассмотрения, в частности, отрицательности в начале координат для разного количества добавленного шума. По аналогии с исследованиями декогеренции на квантовых состояниях, мы сможем точно свидетельствовать переход детектора от полного квантового состояния к полу-классической области, где квантовые флуктуации могут рассматриваться как вытекающие из неосвоенных колебаний электромагнитного поля. Наконец, мы покажем, как проявляется декогеренция детектора, когда он используется для извещения о готовности заданного состояния - образца для исследования квантового состояния.

На рисунке 1а показана схема экспериментальной установки. Детекторы были исследованы с томографически полным набором когерентных состояний  $|\alpha\rangle$  разной амплитуды, полученным от импульсного лазера на 795 нм с частотой повторения импульсов  $1,187 \pm 0,001$  МГц (Mira900 с Pulse Picker 9200, Coherent). Среднее число фотонов в импульсе может изменяться от 0 до 100, с флуктуациями остаточной интенсивности лазерных импульсов между последующими импульсами 5% (максимум). Два исследуемых детектора содержатся в черном ящике на рис. 1а, детали показаны на вставках 1b и 1c. Первое устройство является лавинным фотодиодом (APD, Perkin Elmer SPCM-AQR-13), что соответствует "детектору вкл./выкл.", поскольку это обеспечивает только два возможных исхода, соответствующие одному клику или без клика. Этот бинарный ответ может только различать между нулем фотонов и "один или более". Второй детектор является самодельным и разработан по схеме временного мультиплексированного обнаружения (TMD) [25], состоящей в расщеплении света в двух различных интервалах времени и обнаружении его с помощью APD. Однопетлевая TMD реализует простую версию детектора числа фотонов, поскольку она обеспечивает три возможных ответа: нет клика, один клик и два клика. В идеальном случае один фотон

производит один клик, а два падающих фотона с 50% вероятностью заполняют оба временных интервала и, таким образом, приведут к двум кликам. Для того, чтобы напрямую сравнить два устройства, их общая квантовая эффективность была установлена  $0,28 \pm 0,02$ . Это значение учитывает все потери и внутреннюю квантовую эффективность APD. Волокно перед черным ящиком является частью датчика калибровки и не вносит вклад в эту эффективность. Окно детектирования установлено длительностью в 40 нс.

Для обоих детекторов мы собираем томографические данные, состоящие из различных статистических результатов, как функции от среднего числа фотонов в импульсе. Матрица плотности POVM затем реконструируется по максимально правдоподобию алгоритму [20], и, наконец, получаются связанные функции Вигнера, как сумма функций Вигнера проекторов  $|n\rangle\langle n|$ , причем каждая взвешена по коэффициенту  $r_{i,n}(\eta, \nu)$  [26]. Как показано на рис. 1b и 1c, разница между двумя детекторами может быть хорошо видна по основной форме связанных с ними функций Вигнера. Как мы увидим позже, значение функций в начале координат отрицательно для обоих детекторов, что является доказательством полностью квантового характера измерения. Наша работа направлена на исследование последующей эволюции этого отрицательного значения под влиянием шума.

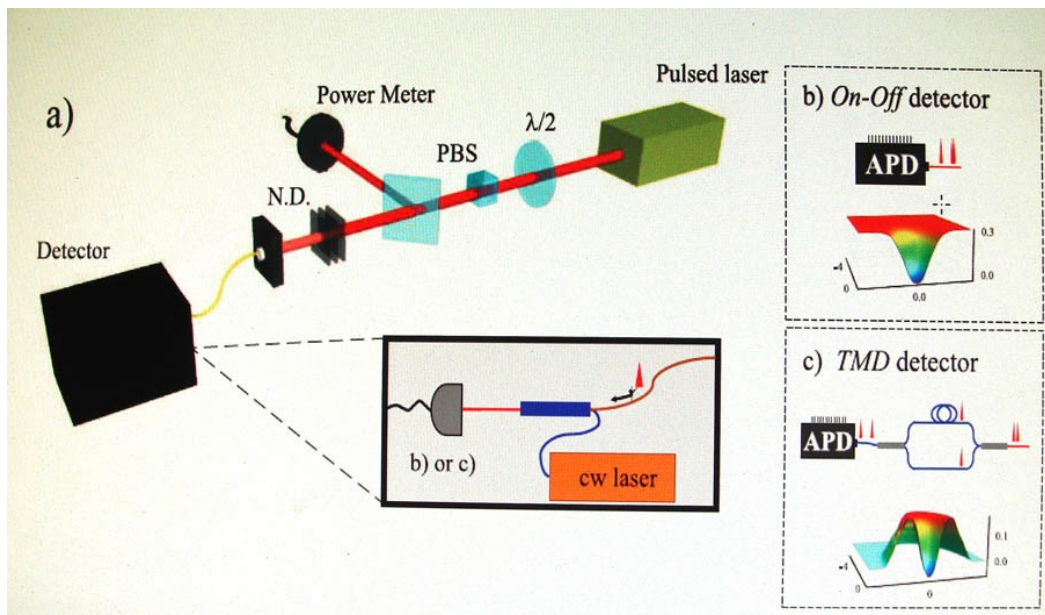


Рис. 1. Экспериментальная установка. (а) «черный ящик»-детектор будет тестироваться с помощью когерентных импульсов хорошо калиброванных амплитуд, связанных в волокно одной моды. Поляризационный светоделитель (PBS) обеспечивает первое затухание, и малое затухание луча затем измеряется с помощью ваттметра. Набор фильтров нейтральной плотности (ND) дает последующее сильное затухание ( $\sim 10^7$ ) для достижения режима нескольких фотонов в импульсе. Для того, чтобы исследовать влияние, индуцированное шумом среды, различные уровни фоновых шумов моделируются с помощью непрерывного лазерного излучения, смешанного с зондирующими импульсами 50/50 волоконного луч-сплиттера. Два устройства характеризуются: (б) обычными однофотонными модулями (APD), обеспечивающими включения-выключения и (с) однопетлевым временным мультиплексированным детектором (TMD), способным детектировать некоторое число фотонов. 3d-участки соответствуют экспериментальным функциям Вигнера, связанным с одним кликом для каждого устройства без дополнительных шумов.

Экспериментально мы исследуем такие эффекты путем добавления дополнительного канала возбуждения. Как видно на рис. 1a, фоновый шум контролируется путем введения по тому же пути, что и зондирующий свет, непрерывного излучения когерентного пучка на длине волны 1064 нм (Diabolo, Innolight). Регулируя мощность непрерывного лазера, мы моделируем различные уровни шума со статистикой Пуассона. Эта статистика имеет

особый интерес, так как имитирует многие практические случаи для однофотонных счетчиков. Используются четыре различных значения для среднего числа темновых отсчетов  $\nu = \{0, 0.03, 0.08, 0.18\}$ . Функции Вигнера для одного клика POVM,  $W_{on}$  для APD и  $W_1$  для TMD, показаны на рис. 2. Из-за отсутствия фазовых зависимостей заданы только сечения.

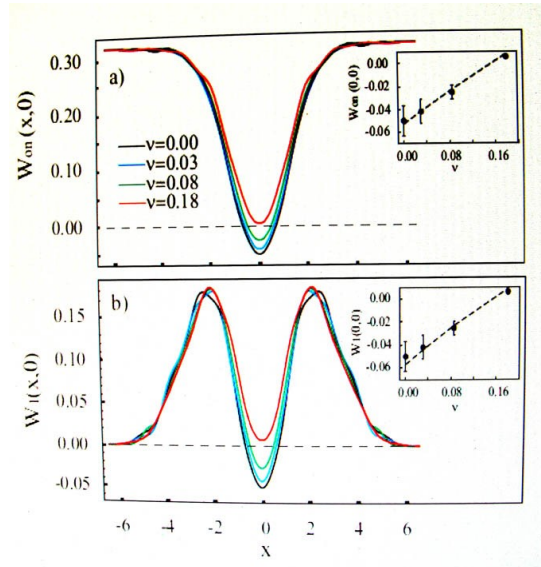


Рис. 2. Индуцированная шумом квантовая декогеренция счетчиков. Сечения функции Вигнера, связанные с одним нажатием кнопки ответа, отображаются для (а) APD и (б) TMD для различных значений добавленного шума, определяемого средним значением  $\nu$  числа темновых отсчетов в окне детектирования. Вставки показывают эволюцию отрицательности в начале координат, пунктирные линии соответствуют теоретическим предсказаниям. Границы погрешностей получаются путем сочетания следующих факторов неопределенности. Численное определение  $r_{i,n}(\eta, \nu)$  в решающей степени зависит от количества  $L$  проекторов, принятых в уравнении 1. Для оценки неопределенности из-за этого усечения, был использован ML алгоритм для различных значений  $L$ . Другим источником ошибок является неопределенность среднего числа фотонов пробных состояний. Этот вклад был проверен сопоставлением каждого экспериментального  $|\alpha_j|^2$  со случайным значением, упорядоченным по гауссовскому распределению с центром на  $|\alpha_j|^2$  и с дисперсией  $0,025 |\alpha_j|^2$ , соответствующей 5% колебанию интенсивности, и с использованием отличающихся томографических замеров.

Когда шум увеличивается, отрицательность функции Вигнера постепенно уменьшается и, наконец, исчезает. На вставках рис. 2 представлена эволюция отрицательности в начале координат в зависимости от добавленного шума. Наблюдаемый переход от отрицательной к положительной функции Вигнера свидетельствует здесь о количественном пути деградации проявлений детектора в соответствии с шумом среды. Более того, мы экспериментально определили точную границу между двумя различными режимами для детекторов как  $\nu = \eta / 2$ . Чем ниже эффективность счетчика, тем более строгим является ограничение на уровень шума.

Эти результаты находятся в согласии с теоретической моделью, что мы сейчас покажем. Для детекторов с фазовой интенсивностью эффект пуассоновских темновых квантов может быть включен в теоретическое описание операторов POVM [27]. Детектор не в состоянии различать темновые кванты и фотоэлектроны, вероятность регистрации ‘ $n$ ’ кликов, то есть предсказываемое значение  $\hat{\Pi}_n$ , есть действительно дискретная свертка распределения вероятности темновых квантов, данного как  $\nu^n e^{-\nu} / n!$ , и вероятности ‘ $n$ ’ кликов в отсутствие шума ( $\nu = 0$ ). Включая шум в модели работы [28], мы получили коэффициенты  $r_{i,off}(\eta, \nu) = e^{-\nu} (1 - \eta)^i$  для  $\hat{\Pi}_{off}$  в APD и

$$r_{i,1}(\eta, \nu) = 2e^{-\nu/2}(1-\eta)^1(-e^{-\nu/2} + (1 + \frac{\eta}{2(1-\eta)})^1)$$

для  $\Pi_1$  детектора TMD. Вероятности для фотона быть отправленным по длинному или короткому пути TMD были приняты одинаковыми. Соответственно, величина при происхождении функции Вигнера, ассоциируемая с  $\Pi_{on}$ , есть

$$W_{on}(0,0) = \frac{1}{\pi} \left( 1 - \frac{e^{-\nu}}{1-\nu/2} \right)$$

в то время, как  $\Pi_1$  может быть записана как:

$$W_1(0,0) = \frac{4}{\pi} e^{-\nu} \left( \frac{e^{\nu/2}}{2-\eta/2} - \frac{1}{2-\eta} \right)$$

При данной квантовой эффективности  $\eta$  отрицательность диссипирует как  $\nu = -\ln(1-\eta/2)$  для APD и как  $-2\ln\left(1 - \frac{\eta}{4-\eta}\right)$  для TMD. В обоих случаях, для обсуждаемой здесь квантовой эффективности эти значения аппроксимируются, как показано экспериментально, простой формулой  $\nu \sim \eta/2$ .

Кроме того, что понимание квантовых процессов в оптических детекторах представляет фундаментальный интерес, наше исследование оказывает прямое влияние на разработку квантовых информационных протоколов и получение большей точности в технике измерений квантовых состояний переходных оптических полей с помощью условных измерений. Основная подготовительная стратегия состоит в измерении одного вида запутанного состояния, что приводит проекцию другого вида в соответствие с этим измерением [29].

Учитывая функцию Вигнера двустороннего ресурса  $W_{ab}$ , одно из условных состояний  $\rho_c$ , получаемое, когда измерение, осуществляемое на состоянии 'a', приводит к исходящему 'n', может быть записано в самом общем виде, как:

$$W_c(x,y) = \frac{\int dx' dy' W_{ab}(x,y,x',y') W_n(x',y')}{\int dx dy dx' dy' W_{ab}(x,y,x',y') W_n(x',y')} \quad (2)$$

где  $W_n$  – функция Вигнера, ассоциированная с POVM  $\Pi_n$  и денормированная, как постоянная нормализации. Из этого выражения следует, что подготовка квантового состояния с отрицательной функцией Вигнера требует наличия детектора с отрицательной функцией Вигнера, если запутанный ресурс имеет положительную функцию Вигнера. Декогеренция использованного в условном эксперименте оптического детектора будет затем транслирована в декогеренцию подготовленного состояния.

Проиллюстрируем этот эффект, рассматривая в качестве ресурса коррелированные пары фотонов, произведенные двухрежимным спонтанным параметрическим рассеянием [13]. Как правило, это состояние параметризуется коэффициентом  $A$ , который меняется между 0 и 1 и экспериментально связан с усилением интенсивности в процессе понижающего преобразования соотношением  $\lambda^2 = 1 - 1/G$ . Отметим, что в пределе большого коэффициента усиления ( $\lambda \rightarrow 1$ ), что соответствует обращению в нуль ширины

двух-гауссовой моды функции Вигнера  $W_{ab}$ , подготовленное состояние сводится к нормированной POVM: его квантовые свойства - одно из свойств детектора.

Рисунок 3 показывает теоретические функции Вигнера, полученные для предварительного измерения, проводимого с APD, ранее характеризуемого численным моделированием запутанного ресурса, определенного как  $\lambda = 0,6$ , типичного экспериментального значения.

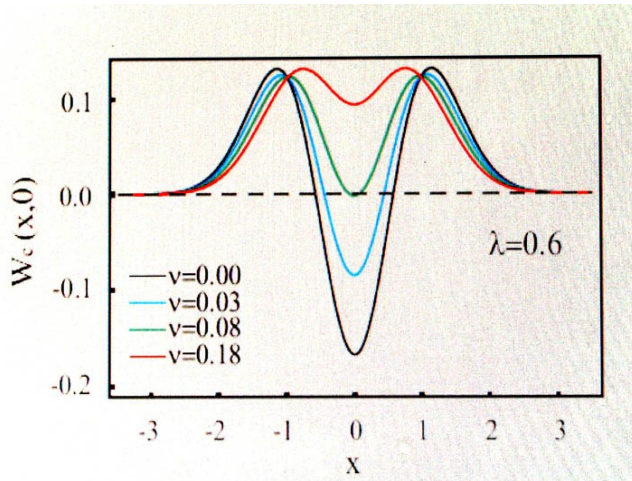


Рис. 3. Влияние предсказанной декогерентности детектора на измерение квантового состояния. С учетом экспериментальных POVM от APD, мы определяем состояние, созданное в условной схеме, имитируя запутанность ресурса. Линия дает пересечения функции Вигнера,  $W_c(x, 0)$  конструируемого состояния для  $\lambda = 0,6$  и для различных уровней шума, для которых POVM ранее был реконструирован.

Как видно, квантовый переход декогеренции детектора непосредственно приводит к такому переходу для технического состояния. В результате мы наблюдаем постепенный переход между состоянием с отрицательной функцией Вигнера в состояние с положительной функцией Вигнера, приближающейся по форме к гауссиане и соответствующей классическому тепловому состоянию, создаваемому спонтанным параметрическим рассеянием.

В заключение отметим, что квантовая декогеренция оптических измерительных приборов явно является следствием такого процесса для счетчиков одиночных фотонов. Наше исследование является свидетельством квантовой эволюции поведения детектора при изменении внешних параметров, которые уводят прибор прочь от квантового режима. Для типичного используемого счетчика одиночных фотонов, переходная граница определяется как  $v \sim \eta / 2$ , что следует из эксперимента. Прделанная работа представляет фундаментальный интерес для понимания процесса измерений в квантовой физике.

#### Благодарности:

Выражаем благодарность С. Оливаресу за полезные дискуссии. Работа была поддержана BQR из университета П. и М. Кюри. V. D'A благодарит за финансовую поддержку ЕС по программе Марии Кюри, N.L. благодарит программу G-COE, поддержанную МЕХТ Японии, а также факультет прикладной физики университета Токио.

#### Литература:

- [1] W.H. Zurek, Rev. Mod. Phys. **75**, 715-775 (2003).
- [2] S. Haroche and J.M. Raimond, Exploring the quantum: atoms, cavities and photons. (Oxford University Press, New York, 2006).
- [3] M. Brune et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4887 (1996).



- [4] S. Deeglise et al., Nature **455**, 510 (2008).
- [5] Q.A.C. Turchette et al., Phys. Rev. A **62**, 053807 (2000).
- [6] D.A. Kokorowski, A.D. Cronin, T.D. Roberts, and D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **86**, 2191 (2001).
- [7] A. Zavatta, S. Viciani, and M. Bellini, Science **306**, 660 (2004).
- [8] M.A. Nielsen, and I.L. Chuang, Quantum computation and quantum information. (Cambridge university Press, Cambridge, 2000).
- [9] R.H. Hadfield, Nature Photon. **3**, 696 (2009).
- [10] E. Knill, R. Laflamme, and G.J. Millburn, Nature **409**, 46 (2001).
- [11] J.L. O'Brien, A. Furusawa, and J. Vuckovic, Nature Photon. **3**, 687 (2009).
- [12] N. Gisin and R. Thew, Nature Photon. **1**, 165 (2007).
- [13] F. Dell'Anno, S. De Siena, and F. Illuminati, Phys. Rep. **428**, 53 (2006)
- [14] A.I. Lvovsky et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 050402 (2001). [15] A. Ourjoumtsev, R. Tualle-Brouiri, J. Laurat, and Ph. Grangier, Science **312**, 83 (2006).
- [16] J.S. Neergaard-Nielsen et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 083604 (2006).
- [17] H. Takahashi et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 233605 (2008).
- [18] E. Bimbard, N. Jain, A. MacRae, and A.I. Lvovksy, Nature Photon. **4**, 243 (2010).
- [19] A. Luis and L.L. Sanchez-Soto, Phys. Rev. Lett. **83**, 3573 (1999)
- [20] J. Fiurasek, Phys. Rev. A **64**, 024102 (2001).
- [21] G.M. D'Ariano, L. Maccone, and P. Presti, Phys. Rev. Lett. **93**, 250407 (2004)
- [22] J.S. Lundeen et al., Nature Phys. **5**, 27 (2008).
- [23] H.B. Coldenstrodtt-Ronge et al. , J. Mod. Opt. **56**, 432 (2009)
- [24] T. Amri, J. Laurat, and C. Fabre, Phys. Rev. Lett. **106**, 020502 (2011). [25] D. Achilles et al. , Opt. Lett. **28**, 2387 (2003)
- [26] A. Ferraro et al., eprint arXiv:quant-ph/0503237
- [27] S.M. Barnett, L.S. Phillips, and D.T. Pegg, Opt. Commun. **158**, 45 (1998).
- [28] A. Feito et al. , New J. Phys. **11**, 093038 (2009). [29] M.G.A. Paris, M. Cola, and R. Bonifacio, Phys. Rev. A **67**, 042104 (2003).

\* Перевод П.Р.Амнуэля. Редакторы перевода С.В.Сипаров и Ю.А.Лебедев

Оригинал: ArXiv:1105.4090v2 [quant-ph]2Sep 2011

V. D'Auria, N. Lee, T. Amri, C. Fabre and J. Laurat

Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie, Ecole Normale Supérieure,  
CNRS, Case 74, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France

(Dated: September 5, 2011)

Поступил 07.11.2011