

ПОДАВЛЕНИЕ ФОТОТОКА ФЭУ ВНЕШНИМ ВЧ-ПОЛЕМ

А.Н. Антонов, В.А. Буц, Е.А. Корнилов, А.Н. Щербина

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",

Харьков, Украина

E-mail: vbuts@kipt.kharkov.ua

На примере подавления фототока исследуется механизм квантовой юлы. Результаты экспериментов показывают, что наличие высокочастотного поля приводит к достоверному уменьшению фототока. Причем, увеличение мощности внешнего поля ведет к пропорциональному уменьшению фототока. Эти результаты находятся в хорошем качественном согласии с теоретическими оценками.

ВВЕДЕНИЕ

В наших предыдущих теоретических исследованиях [1-3] было показано, что внешние высокочастотные поля могут стабилизировать состояния как квантовых, так и классических систем. Могут стабилизироваться как основные, так и возбужденные состояния. Причем, стабилизация наступает как при случае воздействия на состояния, в которых находится система, так и при воздействии на состояния, в которые она должна перейти. Механизм стабилизации напоминает квантовый механизм Зенона. Отличие заключается в том, что не используется процедура измерений (как в эффекте Зенона). Вместо этого предлагается использовать внешний (стабилизирующий) сигнал, который является резонансным по отношению к переходам между одним из основных уровней и одному из близлежащих энергетических уровней. Когда частота Раби между этими близлежащими уровнями превосходит частоту Раби между уровнями, переходы между которыми мы хотим запретить, наступает стабилизация начального состояния. Такой механизм стабилизации напоминает стабилизацию гироскопа. Поэтому такой механизм был назван механизмом квантовой юлы. Было показано также, что этот механизм имеет место не только в квантовой механике, но и широко представлен в классической физике. Используя этот механизм, практически всегда можно найти условие для подавления, например, той или иной плазменной неустойчивости. Кроме теоретических исследований были проведены экспериментальные исследования по воздействию рентгеновского излучения на изомеры гафния ($^{178\text{m}2}\text{Hf}$) [4]. Во многих случаях наблюдалось замедление распада гафния. Однако эти эксперименты очень сложны. Поэтому набрать нужную статистику достаточно трудно.

В настоящем докладе изложены результаты некоторых других экспериментальных исследований предлагаемого механизма стабилизации. Исследовалось влияние относительно сильного высокочастотного поля на фототок фотоумножителя. Было обнаружено достоверное уменьшение фототока при воздействии на фотокатод высокочастотного поля. Зависимость уменьшения фототока от мощности высокочастотного поля находится в хорошем качественном согласии с теоретическими предсказаниями.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В качестве теоретической модели выберем трехуровневую квантовую систему, на которую действу-

ет два сигнала (Рис.1). Частота одного сигнала находится в оптическом диапазоне (ω_0). Кванты этого сигнала могут переводить электроны фотокатода в вакуум. Частота второго сигнала (ω_1) соответствует высокочастотному полю (2,77 ГГц). Этот сигнал потенциально может переводить вакуумный электрон с одного энергетического уровня на другой, который отстоит от него на расстоянии $\hbar\omega_1$.

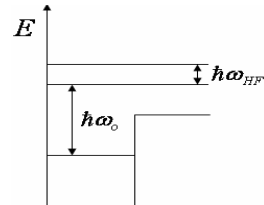


Рис.1. Схема энергетических уровней

Сигналы предполагаются таковыми, что может быть использована теория возмущения. В этом случае гамильтониан системы представляется в виде:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1(t). \quad (1)$$

Второе слагаемое в правой части описывает возмущение. Волновая функция системы (1) подчиняется уравнению Шредингера, решение которого будем искать в виде ряда по собственным функциям невозмущенной задачи:

$$\psi(t) = \sum_n A_n(t) \cdot \varphi_n \cdot \exp(i\omega_n t), \quad (2)$$

где $\omega_n = E_n / \hbar$; $i\hbar \frac{\partial \varphi_n}{\partial t} = \hat{H}_0 \varphi_n = E_n \cdot \varphi_n$.

Подставим (2) в уравнение Шредингера и обычным образом получим систему связанных уравнений для нахождения комплексных амплитуд A_n :

$$i\hbar \cdot \dot{A}_n = \sum_m U_{nm}(t) \cdot A_m, \quad (3)$$

где $U_{nm} = \int \varphi_m^* \cdot \hat{H}_1(t) \cdot \varphi_n \cdot \exp[i \cdot t \cdot (E_n - E_m) / \hbar] \cdot dq$.

В нашем случае возмущение можно представить в виде: $\hat{H}_1(t) = \hat{U}_0 \cdot \exp(i\omega_0 t) + \hat{U}_1 \cdot \exp(i\omega_1 t)$. Тогда матричные элементы взаимодействия приобретут следующее выражение:

$$U_{nm} = V_{nm} \exp\{i \cdot t \cdot [(E_n - E_m) / \hbar \Omega]\}, \\ V_{nm}^{(k)} = \int \varphi_n^* \cdot \hat{U}_k \cdot \varphi_m dq, \quad \Omega = \{\omega_0, \omega_1\}. \quad (4)$$

Рассмотрим динамику трехуровневой системы ($|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle$). Будем считать, что частота внешнего возмущения и собственные значения энергий этих уровней удовлетворяют соотношениям:

$$m = 1, n = 0, \quad \hbar\omega_0 = E_1 - E_0; \quad m = 2, n = 0,$$

$$\hbar(\omega_0 + \delta) = E_2 - E_0 \quad |\delta| \ll \omega_0, \quad \hbar\omega_1 = E_2 - E_1, \quad |\delta| \sim \omega_1. \quad (5)$$

Эти соотношения указывают на тот факт, что частота ω_0 внешнего возмущения является резонансной для переходов между нулевым и первым уровнями, а частота ω_1 является резонансной для переходов между первым и вторым уровнями. Используя эти соотношения в системе (3), можно ограничиться тремя уравнениями:

$$\begin{aligned} i \cdot \hbar \cdot \dot{A}_0 &= V_{01} A_1 + V_{02} A_2 \cdot \exp(i \cdot \delta \cdot t); \\ i \cdot \hbar \cdot \dot{A}_1 &= V_{10} A_0 + V_{12} A_2; \\ i \cdot \hbar \cdot \dot{A}_2 &= V_{21} A_1 + V_{20} A_0 \cdot \exp(-i \cdot \delta \cdot t). \end{aligned} \quad (6)$$

Система уравнений (6) является той системой, которую мы будем анализировать.

Рассмотрим, прежде всего, случай, когда расстройка достаточно большая и членами в системе уравнений (6), содержащими расстройку, можно пренебречь. Кроме того, будем считать, что матричные элементы прямых и обратных переходов равны между собой ($V_{12} = V_{21}, V_{10} = V_{01}$). Будем считать также, что матричные элементы переходов между первым и вторым уровнями значительно больше, чем матричные элементы переходов между нулевым и первым уровнями ($V_{12}/V_{10} \equiv \mu \gg 1$). Введя безразмерное время $\tau = V_{10} \cdot t / \hbar$ систему уравнений (6) перепишем в виде

$$i \dot{A}_0 = A_1, \quad i \dot{A}_1 = A_0 + \mu A_2, \quad i \dot{A}_2 = \mu A_1. \quad (7)$$

Система (7) имеет интеграл

$$\sum_{i=0}^2 |A_i|^2 = const = 1. \quad (8)$$

Каждое слагаемое в сумме (8) представляет собой вероятность найти рассматриваемую систему на соответствующем энергетическом уровне.

Пусть в начальный момент времени ($t = 0$) рассматриваемая квантовая система находится на нулевом, невозбужденном уровне. Тогда решениями системы (7) будут функции:

$$\begin{aligned} A_1 &= B \cdot \sin(\Omega \cdot t); \quad A_0 = 1 + \frac{B}{i \cdot \Omega} (1 - \cos(\Omega \cdot t)); \\ A_2 &= \frac{B \cdot \mu}{i \cdot \Omega} (1 - \cos(\Omega \cdot t)). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\Omega^2 = 1 + \mu^2$; комплексная постоянная B может быть определена с использованием интеграла (8). Подставляя решения в интеграл (8), мы находим:

$$B_R = 0, \quad B_I = -1 / \Omega.$$

Здесь мы использовали следующие обозначения:

$$B = B_R + i B_I.$$

Таким образом, решение системы приобретает вид:

$$\begin{aligned} A_1 &= -\frac{i}{\Omega} \cdot \sin(\Omega \cdot t); \quad A_0 = 1 - \frac{1}{\Omega^2} (1 - \cos(\Omega \cdot t)); \\ A_2 &= -\frac{\mu}{\Omega^2} (1 - \cos(\Omega \cdot t)). \end{aligned} \quad (10)$$

Из решения (10) следует, что чем больше будет параметр μ , тем меньше будет вероятность, что система из невозбужденного стационарного состояния перейдет в возбужденное состояние. Следует несколько слов сказать о параметре μ . Физически квадрат этого параметра определяет отношение числа квантов низкочастотного возмущения, которое ответственно за переходы между первым и вторым уровнями, к числу квантов высокочастотного возмущения, которое определяет переходы между первым и нулевым уровнями. Решение (10) позволяет

нам найти функциональную зависимость вероятностей нахождения квантовой системы на соответствующих энергетических уровнях, как функцию мощности оптического и высокочастотного излучений. Например, если поток оптического излучения зафиксирован, то из (10) легко показать, что величина вероятности перехода на возбужденный уровень (первый уровень), а соответственно и величина фототока будут обратно пропорциональны мощности высокочастотного излучения. Причем, чем меньше поток оптического излучения, тем более существенным будет подавление.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема экспериментальной установки представлена на Рис.2. Экспериментальная установка представляла собой ФЭУ-36, фотокатод которого помещался на маленькое отверстие, сделанное в широкой стенке прямоугольного волновода. Диаметр отверстия в волноводе был равен 23 мм. Диаметр фотокатода равен 35 мм. Отверстие волновода было ориентировано по центру фотокатода.

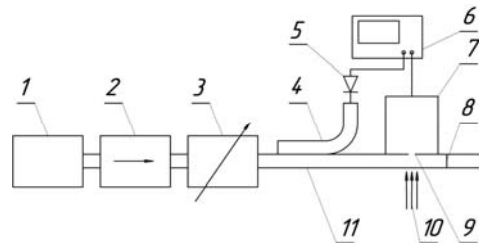


Рис.2. Схема экспериментальной установки:

1 – магнетронный генератор СВЧ (2,77 ГГц);

2 – ферритовый вентиль; 3 – аттенуатор;

4 – направленный ответвитель; 5 – детектор;

6 – осциллограф; 7 – фотоэлектронный умножитель (ФЭУ-36);

8 – подстроечный поршень; 9 – отверстие в волноводе;

10 – источник света; 11 – стандартный волновод (72×34 мм)

В волноводе возбуждалось мощное электромагнитное поле. Источником этого поля был магнетрон. Мощность магнетрона менялась от 20 до 80 кВт, частота 2,77 ГГц, длительность импульса ~1,5 мкс. Предполагалось, что такое поле будет влиять на фотоэффект.

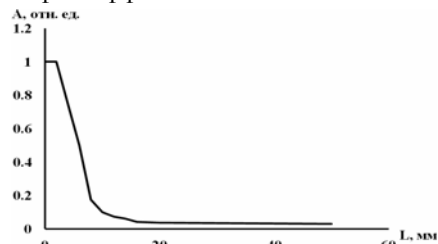


Рис.3. Измеренное распределение поля, как функция расстояния от оси волновода

Действительно, в поле такой интенсивности количество высокочастотных квантов значительно больше, чем оптических квантов. Поэтому параметр μ будет велик. При этом вероятность остаться квантовой системе в невозбужденном состоянии (отсутствие фототока) будет описываться квадратом модуля функции A_0 . Выражение для этой функции приведено в формуле (10). Видно, что квадрат модуля этой функции будет отличаться от единицы только на величину $\sim 1/\mu^2$. Таким образом, при заданном потоке

оптического излучения количество фотоэлектронов будет обратно пропорциональным мощности высокочастотного излучения. Как мы увидим ниже, такая зависимость наблюдается в эксперименте.

Отверстие в волноводе мало по сравнению с длиной волны ($\lambda \approx 10$ см), поэтому напряженность поля за пределами волновода быстро падает (Рис.3). Поэтому оно, в основном, действует на фотокатод. Кроме того, видно, что градиент напряженности поля таков, что вылетевшие из фотокатода электроны будут в этом поле ускоряться и выталкиваться по направлению к аноду. Кроме ускорения фотоэлектроны будут совершать осцилляторные движения. Размах этих осцилляций не превосходит одного миллиметра. Учитывая тот факт, что фотоэлектроны рождены в маленькой центральной области фотокатода, такое движение не сможет выбросить фотоэлектроны из активной области. Таким образом, обычная электродинамика фотоэлектронов в поле такого высокочастотного поля должна приводить к увеличению фототока. В эксперименте же устойчиво, во всех случаях, уверенно наблюдалось уменьшение фототока (Рис.4).

Такое уменьшение может быть объяснено рассматриваемым нами механизмом квантовой юлы. Мы не знаем других механизмов, которые в этих условиях приводили бы к наблюдаемому уменьшению фототока. Зависимость величины фототока в эксперименте оказывается обратно пропорциональной мощности высокочастотного излучения. Это находится в хорошем качественном согласии с теоретическими оценками.

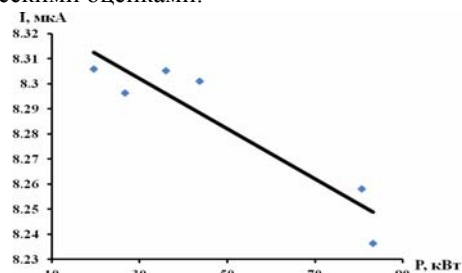


Рис. 4. Зависимость величины фототока от мощности импульса СВЧ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, полученные экспериментальные результаты говорят о том, что действительно внешнее высокочастотное поле может серьезно уменьшать вероятность выхода фотоэлектронов. Следует отметить, что чем меньше поток оптического излучения, тем более заметным является процесс подавления фотоэффекта.

SUPPRESSION OF THE PHOTOMULTIPLIER CURRENT EXTERNAL RF FIELD

A.N. Antonov, V.A. Buts, E.A. Kornilov, A.N. Cherbina

On an example of suppression of a photocurrent the mechanism quantum (top, yul, yule, yula) юлы is investigated. Results of experiments show, presence of a high-frequency field leads to authentic reduction of a photocurrent. And, the increase in capacity of an external field conducts to proportional reduction of a photocurrent. These results are in the good qualitative consent with theoretical estimations.

ПРИДУШЕННЯ ФОТОСТРУМУ ФЕП ЗОВНІШНІМ ВЧ-ПОЛЕМ

О.М. Антонов, В.О. Буц, Є.О. Корнілов А.М. Шербина

На прикладі придушення фотоструму досліджується механізм квантової дзиги. Результати експериментів показують, що наявність високочастотного поля приводить до достовірного зменшення фотоструму. Причому, збільшення потужності зовнішнього поля веде до пропорційного зменшення фотоструму. Ці результати знаходяться в хорошій якісній згоді з теоретичними оцінками.

Несколько слов следует сказать об использованной нами выше теоретической модели фотоэффекта. Мы ее существенно упростили. В частности, отказались от учета непрерывного спектра для электронов вне твердого тела. Такое упрощение нам позволило получить простые аналитические формулы, которые дают простые функциональные зависимости влияния эффекта квантовой юлы на стабилизацию квантовых состояний. Однако нужно сказать, что главная особенность механизма квантовой юлы может быть сформулирована очень просто. Пусть у нас имеется квантовая или классическая система, и эта система такова, что она переходит из начального состояния в другое конечное состояние. Такой переход характеризуется характерным временем τ_{tr} – временем перехода. Если мы хотим заставить исходное состояние, то мы должны «завязать» либо исходное состояние, либо конечное состояние с третьим состоянием. Причем, связь должна быть такой, чтобы время перехода, обусловленное этой связью, было значительно меньшим, чем τ_{tr} . Эффективность этого принципа квантовой юлы была проверена нами на многочисленных теоретических моделях. Была показана возможность стабилизации распадных процессов в плазме, возможность подавления различных пучковых неустойчивостей, в частности, плазменно-пучковой неустойчивости.

Авторы выражают благодарность В.Г. Свищенскому и М.Г. Соколову за техническую поддержку выполненной работы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. V.A. Buts. Stabilization of the excited states // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования»* 2010, №3 (67), с.90-93.
2. V.A. Buts. The mechanism of suppression of quantum transitions (quantum whirligig) // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 2010, №4 (68), с. 259-263.
3. В.А. Буц. Модификация квантового эффекта Зенона – квантовая юла // *Электромагнитные волны и электронные системы*. 2010, №1, т.15, с.58-65.
4. А.Н. Довбня, С.С. Кандыбей, В.И. Кирищук, Ю.Н. Ранюк, В.М. Ажажа, К.В. Ковтун, М.П. Старолат. Триггеринг долгоживущего изомера $^{178m2}\text{Hf}$ при облучении электронами с энергией 50 кэВ // *Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна. Серія фізична «Ядра, частинки, поля»*, №880, 2009, в.4 (44), с.56-62.

Статья поступила в редакцию 14.10.2011 г.