$N_2:NH_3$ уже при $n_e(0)=10^{11}$ см$^{-3}$ и $E\simeq 5$ кВ/см при $p=1$ атм удельная мощность накачки $p=jE$ может составлять 250 Вт/см^3 (здесь j — плотность тока ФИР). При этом частота повторения импульсов $\nu=\beta n_e(0)=2$ кГц при глубине модуляции разрядного тока, равной 50%.

При добавлении к азоту ($p=0{,}5$ атм) ксенона (0,1%) для поддержания квазинепрерывного горения ФИР с модуляцией тока 50% необходима частота повторения $\nu=k_7[Xe]\cdot[N_2]\simeq 50$ кГц. Причем в этом случае увеличение вкладываемой мощности не приводит к существенному укорочению тока разряда, как в случае добавки NH_3.

Данные работы [3] по созданию источников жесткого УФ импульсно-периодического действия позволяют сделать вывод о перспективности фотоионизационных $CO(CO_2)$-лазеров с присадками $Xe(NH_3)$.

Авторы благодарны К. С. Клоповскому и О. Б. Поповичевой за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Levine I. S., Javan A.//Appl. Phys. Lett. 1973. 22. P. 55. [2] Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.//УФН. 1977. 121. С. 419. [3] Абросимов Г. В. и др.//Квант. электроника. 1985. 12, № 11. С. 2256. [4] Абросимов Г. В. и др.//Тез. докл. 2-го Всесоюз. совещ. по физике электрического пробоя газов. Тарту, 1984. Ч. 1. С. 420. [5] Абросимов Г. В. и др. Деп. ВИНИТИ № 4171-84 Деп. М., 1984. [6] Hudson R. D.//Rev. Geophys. Space. Phys. 1971. 9. P. 306. [7] Мак Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы. М., 1978. [8] Вирин Л. И. и др. Ионно-молекулярные реакции в газах. М., 1979. [9] Елецкий А. В., Смирнов Б. М.//УФН. 1982. 136. С. 23. [10] Du Bois R. D., Jeffries J. B., Dunn G. H.//Phys. Rev. 1978. A 17, N 4. P. 1314. [11] Справочник химика. М., 1966. Т. 1. [12] Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М., 1967. [13] Эксимерные лазеры/Под ред. У. Роудза. М., 1981. [14] Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М., 1974.

Поступила в редакцию
28.04.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 4

УДК 53.082.74

СТАНДАРТНЫЙ КВАНТОВЫЙ ПРЕДЕЛ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ МАЛЫХ СИЛ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТУННЕЛЬНОГО ДАТЧИКА

В. П. Митрофанов, В. Н. Якимов

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Рассмотрено устройство для регистрации малых сил по изменению амплитуды колебаний осциллятора, измеряемой посредством датчика перемещений, основанного на туннельном эффекте. Определены условия достижения стандартного квантового предела для измеряемой силы.

В ряде фундаментальных и прикладных физических задач возникает необходимость измерения предельно малых сил, действующих на какой-либо объект. В частности, такая проблема решается в экспериментах по обнаружению гравитационного излучения. Антенна гравитационного детектора представляет собой механический осциллятор, а гравитационная волна оказывает силовое воздействие на массу этого осциллятора. Использование антенн с высокой добротностью, охлаждаемых до температуры жидкого гелия и ниже, позволило существенно уменьшить уровень их тепловых шумов. Возникает вопрос о предельном значении силы, воздействие которой на подобную антенну может быть зарегистрировано. Такой предел существует и ограничивает минимальную измеряемую силу величиной

$$F_{\text{скп}}=2\tau^{-1}(m\hbar\omega_0)^{1/2}, \tag{1}$$

где m — масса измерительного осциллятора, ω_0 — его собственная частота, τ — время измерения. Он получил название стандартного квантового предела [1].

Наличие стандартного квантового предела для измеряемой силы в своей основе связано с применяемым обычно амплитудно-фазовым методом измерения. Измерительное устройство представляет собой осциллятор, по изменению амплитуды или фазы колебаний которого определяется действующая сила. При этом стандартный квантовый предел можно трактовать как следствие квантовомеханического принципа неопределенности, если его последовательно применить к процессу измерения в макроскопической системе [1].

Естественно возникает вопрос, достижим ли стандартный квантовый предел по измеряемой силе для того или иного реального измерительного устройства. Тем более, что в оптическом диапазоне частот удалось достигнуть стандартного квантового предела по измерению энергии оптических квантов и даже преодолеть его благодаря применению особой процедуры измерений [2, 3].

Для оптического и емкостного измерителей этот вопрос был рассмотрен в работе [4]. В последнее время в связи с разработкой туннельного сканирующего микроскопа повысился интерес к туннельному датчику малых смещений. Было предложено использовать вакуумный туннельный датчик в качестве преобразователя смещений гравитационных антенн [5]. В настоящей работе анализируется возможность достижения стандартного квантового предела при измерении малых сил с использованием датчика смещений, основанного на туннельном эффекте, а также применения такого датчика для измерения отклика антенны в гравитационно-волновом эксперименте.

Измеритель устроен следующим образом. К массе измерительного осциллятора жестко прикрепляется измерительный электрод. Второй неподвижный электрод отделен от первого вакуумным промежутком толщиной в несколько ангстрем. Если приложить между электродами электрическое напряжение U, то через зазор потечет туннельный ток, зависящий от величины зазора a. Выражение для величины туннельного тока I в предположении, что потенциальный барьер между электродами имеет прямоугольную форму, а также $eU \ll \varphi_0$, где φ_0 — работа выхода материала электродов, впервые было получено Зоммерфельдом и Бете [6]:

$$I=\frac{e^2(2m_e\varphi_0)^{1/2}}{4\pi^2\hbar^2 a}UA\exp\left[-\frac{2a}{\hbar}(2m_e\varphi_0)^{1/2}\right], \tag{2}$$

где m_e — эффективная масса электрона, e — его заряд, A — площадь электрода.

Формула (2) получена в квазиклассическом приближении, т. е. при условии, что расстояние между электродами велико по сравнению с длиной волны электрона, имеющего энергию φ_0:

$$a \gg \hbar(2m_e\varphi_0)^{-1/2}. \tag{3}$$

Перемещение Δx подвижного электрода, связанного с массой осциллятора, вызывает изменение туннельного тока. С учетом условия

(3) для малых перемещений $\Delta x/a \ll 1$ оно сводится к следующему выражению:

$$\Delta I \approx I (2m_e\varphi_0)^{1/2} (\hbar)^{-1} \Delta x. \tag{4}$$

В чем состоит влияние датчика на измерительный осциллятор? Протекание туннельного тока приводит к возникновению пондеромоторной силы, действующей на измерительный осциллятор. Рассмотрим ее более подробно. При туннелировании электронов происходит перенос импульса туннелирующими электронами. В электродах избыточный импульс электронов в процессе релаксации передается решетке. Таким образом, на электроды, а следовательно, на массу измерительного осциллятора действует некоторая сила. Ее расчет можно также провести на основе квазиклассической теории туннельного эффекта.

Для электронов, имеющих в металле составляющую импульса p_x в направлении туннелирования x, коэффициент прохождения через прямоугольный барьер высотой W дается выражением [6]

$$D(p_x) = \exp\left[-\frac{2a\,(2m_e)^{1/2}}{\hbar}\left(W - \frac{p_x^2}{2m_e}\right)^{1/2}\right]. \tag{5}$$

Распределение электронов по энергии в каждом электроде описывается равновесной функцией Ферми $f_0(E)$. Если между электродами приложить постоянное напряжение U, то согласно квазиклассической теории поток электронов через барьер равен

$$\mathcal{J} = \frac{2}{m_e\hbar^3}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} dp_y dp_z \int\limits_0^{\infty} D(p_x)\,[f_0(E) - f_0(E+eU)]\, p_x dp_x. \tag{6}$$

Умножая эту величину на заряд электрона, получаем выражение для плотности туннельного тока. Аналогично можно записать составляющую потока импульса вдоль оси x, переносимого туннелирующими электронами:

$$\mathcal{J}_p = \frac{2}{m_e\hbar^3}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} dp_y dp_z \int\limits_0^{\infty} D(p_x)\,[f_0(E) - f_0(E+eU)]\, p_x^2 dp_x. \tag{7}$$

Предполагаем, что имеет место квадратичный закон дисперсии, т. е. энергия и импульс электронов связаны тем же соотношением, что и для свободных электронов: $E = p^2/2m_e$. В интегралах (6) и (7) интегрирование по dp_y и dp_z эквивалентно интегрированию по энергии, а при интегрировании по импульсу верхний предел полагаем равным $(2m_eE_F)^{1/2}$, где E_F — энергия Ферми. Учитывая характер подынтегральной функции, можно записать приближенное равенство:

$$\mathcal{J}_p \approx (2m_eE_F)^{1/2}\mathcal{J}. \tag{8}$$

Отсюда следует соотношение между силой, действующей на каждый электрод, и туннельным током. Эта сила приводит к взаимному отталкиванию электродов и равна по величине

$$F = (2m_eE_F)^{1/2}(e)^{-1} I. \tag{9}$$

Поскольку сила взаимодействия между электродами зависит от величины зазора датчика, то колебания измерительного осциллятора приводят к изменению силы взаимодействия. Это означает внесение в осциллятор дополнительной жесткости:

$$K_{\text{вн}}=2m_e(E_F\varphi_0)^{1/2}(\hbar e)^{-1}I, \tag{10}$$

которая приводит к изменению собственной частоты колебаний измерительного осциллятора $\Delta\omega_0/\omega_0=K_{\text{вн}}/2m\omega_0^2$.

Кроме того, следует учесть, что импульс туннелирующих электронов передается решетке вещества электродов не мгновенно, а в течение некоторого конечного промежутка времени в процессе рассеяния электронов. При низких энергиях электронов ($eU\ll\varphi_0$) основной вклад дает рассеяние на тепловых колебаниях решетки и на примесях. Оно характеризуется временем релаксации импульса электрона τ_p. Нетрудно показать, что это эквивалентно внесению в осциллятор отрицательного затухания $|H_{\text{вн}}|=K_{\text{вн}}\tau_p$, приводящего к его регенерации. Условие отсутствия самовозбуждения измерительного осциллятора, имеющего собственную добротность Q, записывается в следующем виде:

$$K_{\text{вн}}\tau_p Q<m\omega_0. \tag{11}$$

Для процесса измерения существенна не сила, действующая на измерительный осциллятор, а флуктуации этой силы. Они в конечном счете обусловлены дробовым шумом туннельного тока датчика. Из (9) следует связь спектральной плотности флуктуаций силы взаимодействия между электродами со спектральной плотностью дробового шума туннельного тока.

Выясним теперь, какую минимальную силу можно измерить, используя осциллятор с туннельным датчиком перемещений. Она ограничена двумя флуктуационными процессами. С одной стороны, это шум выходного сигнала датчика, с другой — обратное флуктуационное воздействие датчика на измерительный осциллятор. Поскольку измеритель силы рассматривается в линейном приближении, то для его описания удобно использовать спектральный метод анализа флуктуационных процессов и привести все сигналы ко входу датчика, т. е. к измеряемым смещениям. Таким образом, на входе датчика имеем суммарный сигнал двух случайных процессов. Они, вообще говоря, коррелированы, так как имеют общий источник — дробовый шум туннельного тока. Из (4) следует выражение для величины эквивалентной спектральной плотности флуктуаций координаты осциллятора $S_{x_1}(\omega)$, получаемой по выходному сигналу датчика.

Для гармонического осциллятора связь между спектрами флуктуаций его координаты и действующей силы записывается через комплексную частотную передаточную функцию $H(\omega)$: $S_{x_2}(\omega)=|H(j\omega)|^2\times\times S_F(\omega)$. Величина $S_F(\omega)$ связана с $S_I(\omega)$ согласно (9). Взаимная спектральная плотность $S_{x_{12}}(\omega)$ выражается через $S_{x_1F}(\omega)=H(j\omega)^* S_F(\omega)$ Полная спектральная плотность флуктуаций координаты осциллятора равна

$$S_x(\omega)=S_{x_1}(\omega)+S_{x_2}(\omega)+2\,\mathrm{Re}\,S_{x_{12}}(\omega). \tag{12}$$

Дисперсия сигнала датчика, приведенного к входу измерительного устройства, т. е. эквивалентная дисперсия координаты осциллятора, вычисляется интегрированием (12) по частоте.

Предположим теперь, что полоса частот измерительного устройства $\Delta\omega=2\pi/\tau$ выбрана оптимальным образом с точки зрения обнаружения силы $F=F_0\cos\omega_0 t$, действующей в течение времени $2\pi/\omega_0\ll\tau\ll\ll\tau^*$ (τ^* — время релаксации осциллятора). При этом необходимо также учесть, что дисперсия координаты осциллятора при $\tau \ll \tau^*$ является функцией времени измерения и равняется $\sigma=\sigma_{\text{ст}}\tau/\tau^*$ [5], где $\sigma_{\text{ст}}$ — стационарное значение дисперсии. Тогда

$$\sigma_x^2=\int\limits_{\omega_0-\pi/\tau}^{\omega_0+\pi/\tau}\left[S_{x_1}(\omega)+\frac{\tau}{\tau^*}S_{x_2}(\omega)+2\left(\frac{\tau}{\tau^*}\right)^{1/2}\operatorname{Re}S_{x_{12}}(\omega)\right]d\omega. \tag{13}$$

Подставляя в (13) выражение для частотной передаточной функции и соответствующих спектральных плотностей, затем проведя интегрирование, получаем окончательно

$$\sigma_x^2=\frac{\hbar^2 e}{2m_e\varphi_0\pi}\,\frac{1}{I\tau}+\frac{m_eE_F}{2em^2\omega_0^2}\,I\tau. \tag{14}$$

Очевидно, выражение (14) имеет минимальную величину при определенном значении туннельного тока датчика, равном

$$I_{\text{opt}}=\frac{m\omega_0}{\tau}\,\frac{\hbar e}{m_e}\left(\frac{1}{\pi E_F\varphi_0}\right)^{1/2}. \tag{15}$$

При этом условии эквивалентная дисперсия координаты осциллятора достигает минимального значения, а измеритель силы обладает наивысшей чувствительностью:

$$(\sigma_x^2)_{\min}=\frac{\hbar}{m\omega_0}\left(\frac{E_F}{\pi\varphi_0}\right)^{1/2}. \tag{16}$$

Записывая условие обнаружения силы по изменению амплитуды колебаний осциллятора, вызванному этой силой, получаем

$$(F_0)_{\min}\approx 2\tau^{-1}\left[m\hbar\omega_0\left(\frac{E_F}{\pi\varphi_0}\right)^{1/2}\right]^{1/2}. \tag{1}$$

Величина отношения энергии Ферми к работе выхода для металлов близка к единице. Таким образом, рассмотренное измерительное устройство, представляющее собой механический осциллятор с датчиком перемещений на туннельном эффекте, позволяет достигнуть стандартного квантового предела по измеряемой силе при оптимальном значении туннельного тока. Следует отметить, что в приведенном анализе не учитывалось электростатическое взаимодействие между электродами датчика. Для того чтобы оно не ограничивало минимальную измеряемую силу в эксперименте, необходимы датчик с очень малой емкостью и соответствующее устройство для регистрации туннельного тока. Анализ показывает, что это сложная, но принципиально выполнимая задача.

Исходя из условия, что туннельный ток измерителя обычно не превышает 10^{-2} А, получаем из формулы (15), что для частот $\omega_0 \approx \approx 10^3$ с$^{-1}$ и времени измерения $\tau \approx 1$ с (эти значения характерны для гравитационно-волнового эксперимента) масса измерительного осциллятора не должна превышать 10^3 г. Отсюда следует, что в случае массивных гравитационных антенн с массой, большей 10^6 г, прямое применение туннельного измерителя неэффективно. Однако для антенн, в которых используются трансформаторы смещений на связанных осцилляторах [7, 8] и измерительная масса уменьшена до значений, меньших 10^3 г, применение туннельного датчика позволяет достигнуть стандартного квантового предела. Отметим также, что в оптимальном режиме сильная связь датчика с измерительным осциллятором приводит к значительному изменению его собственной частоты: $\Delta\omega_0/\omega_0 \approx \approx 2((\pi)^{1/2}\omega_0\tau)^{-1}$.

Условие отсутствия самовозбуждения (11), особенно при малых временах измерения, т. е. при больших рабочих токах датчика, накладывает ограничение на величину добротности измерительного осциллятора: $Q \ll \tau/\tau_p$. Такое условие не является слишком жестким даже для высокодобротных антенн, имеющих $Q \approx 10^9$, поскольку время релаксации импульса туннелирующих электронов при указанных выше энергиях составляет 10^{-12}—10^{-14} с.

Авторы благодарят В. Б. Брагинского за постановку задачи и ее обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Braginsky V. B., Vorontsov Y. I., Thorne K. S.//Science. 1980. **209**. P. 547. [2] Levenson M. D. et al.//Phys. Rev. Lett. 1986. **57**. P. 2473. [3] Yamamoto Y., Imoto N., Machida S.//Phys. Rev. 1986. **A 33**. P. 3243. [4] Брагинский В. Б. Физические эксперименты с пробными телами. М., 1970. [5] Niksch M., Binnig G.//J. Vac. Sci. Technol. 1988. **A 6**. P. 470. [6] Бете Г., Зоммерфельд А. Электронная теория металлов. М.; Л., 1938. [7] Amaldi E. et al.//Nuovo Cim. 1984. **7C**. P. 338. [8] Boughn S. P. et al.//Astrophys. J. 1982. **261**. P. L19.

Поступила в редакцию
24.03.88
После переработки
16.12.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 4

УДК 553.082.5

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ВИДЕОУСИЛИТЕЛЬ С ЧАСТОТНОИЗБИРАТЕЛЬНЫМ СЖАТИЕМ ШУМОВ

А. В. Гусев, В. В. Кулагин

(*ГАИШ*)

Исследованы квантовые ограничения чувствительности в параметрическом усилителе видеосигналов отражательного типа с дополнительным элементом — каналом формирования обратной волны в сжатом состоянии.

Анализ квантовых шумов в параметрических преобразователях представляет несомненный интерес в связи с задачей сверхчувствительного приема [1]. В монографии [2] подробно обсуждаются квантовые эффекты в подобных радиофизических системах, соответствующие когерентному состоянию. Шумы в параметрическом нерегенеративном усилителе на сигнальной частоте $\omega_1 = \omega_p + \omega_\mu$, где ω_μ — резонансная частота входного контура, ω_p — частота накачки ($\omega_p \gg \omega_\mu$), обусловлены как преобразованием вакуумных шумов с холостой частоты $\omega_2 = \omega_p - \omega_\mu$ (избыточный шум в терминологии [3]), так и усилением вакуумных флуктуаций входного сигнала. Влияние избыточных шумов на коэффициент шума приемника H зависит от соотношения динамических параметров ω_μ и δ, где δ — полоса прозрачности выходного контура. При $\delta/\omega_\mu \ll 1$ холостая частота оказывается вне полосы прозрачности и $H_{\min} = 1$ [2]. В противоположной ситуации $\omega_\mu/\delta \gg 1$ в полосу пропускания выходного контура попадают обе боковые часто-