

СОЧЕТАНИЕ ДВУХФОТОННОЙ МЕТОДИКИ С ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКОЙ КАК СРЕДСТВО ПОВЫШЕНИЯ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

Г. И. Кузнецова

Исследования лазеров, работающих в режиме самосинхронизации мод, привели к необходимости измерения временных характеристик излучения с точностью до $10^{-12} + 10^{-13}$ сек. Рекордная точность, достигнутая в настоящее время, составляет 10^{-11} сек (фотоэлектронный регистратор - ФЭР). Поэтому в литературе по лазерам широко обсуждаются различные косвенные методы измерения временных характеристик. В частности, в США был предложен метод, основанный на двухфотонной люминесценции. Сейчас выяснена ошибочность этого метода (см. литературу, указанную в¹).

Однако при использовании надлежащей схемы измерений эффект двухфотонной люминесценции может быть применен для изучения временных характеристик. Здесь предлагается схема для исследования излучения лазера, работающего в режиме самосинхронизации мод. Назначение схемы состоит в определении эффективной длительности

$$\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} = \left[\int_t^{t+T} I(t) dt \right]^2 / \int_t^{t+T} [I(t)]^2 dt. \quad (1)$$

($I(t)$ - интенсивность излучения).

При этом измерения двухфотонной люминесценции долж-

ны сочетаться с непосредственной регистрацией временного хода излучения с помощью осциллографа или ФЭР. Предполагается исследование только таких случаев, для которых установлено, что излучение лазера на каждом периоде (период определяется длиной резонатора, $T = 2L/c$) сосредоточено в интервале, не превышающем время разрешения осциллографической системы $t_{\text{разр}}$.

Используются две одинаковые кюветы с жидкостью, дающей двухфотонную люминесценцию. Длина каждой из кювет l соответствует времени разрешения, $l = (c/n)t_{\text{разр}}$. В первую кювету направляются навстречу друг другу два пучка интенсивности $I(t)$, и оптическая задержка подбирается так, чтоб разность хода равнялась нулю в середине кюветы. Во вторую - направляется один пучок интенсивности $I(t)$. Требуется измерить для каждой из кювет интегральное по длине свечение. Обозначим через $\Psi(\tau)$ свечение люминесценции в кювете с встречными волнами на расстоянии $x = 1/2(ct/n)$ от середины кюветы, через Φ - свечение в кювете с одной бегущей волной. $\Psi(\tau)$ и Φ выражаются через интенсивность исследуемого излучения следующим образом:

$$\Psi(\tau) = \alpha \left\{ 2 \int_0^{t_{\text{лам}}} [I(t)]^2 dt + 4 \int_0^{t_{\text{лам}}} I(t)I(t + \tau) dt \right\},$$

$$\Phi = \alpha \int_0^{t_{\text{лам}}} [I(t)]^2 dt. \quad (2)$$

Можно показать, что для квазипериодических функций $I(t)$ имеет место равенство (см. также формулы (12), (13) в ¹)

$$\Delta t_{\text{ФЭР}}(T) = \frac{1}{2} t_{\text{разр}} \left(\frac{1}{2} \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2} - 1 \right), \quad (3)$$

где

$$A_1 = \int_{-1/2}^{1/2} \Psi(x) dx, \quad A_2 = \int_{-1/2}^{1/2} \Phi dx.$$

Подстановка в (3) измеренных значений A_1 и A_2 позволяет получить искомую величину $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$.

В случае, если будет получено $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)} \approx 1/\Delta\omega$ (минимальная длительность, которая может быть достигнута при имеющейся ширине спектра $\Delta\omega$), это будет означать, что энергия, излучаемая за период, сосредоточена в одном "истинном" коротком импульсе длительности $1/\Delta\omega$, т.е. имеет место полная синхронизация мод. Если же окажется, что полученная величина $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$ отличается от минимального значения, это будет означать, что на периоде имеется группа коротких импульсов (или фазово-модулированный импульс) общей длительностью $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$.

Точность измерения величины $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$ определяется точностью измерения интегральных свечений. Полагая, что относительная ошибка, с которой измерены значения A_1 и A_2 , равняется η , получаем из (3) величину погрешности, с которой определяется $\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}$:

$$\delta(\Delta t_{\text{эфф}}^{(T)}) = t_{\text{раз}} \eta. \quad (4)$$

Формула (4) означает, что использование двухфотонной люминесценции повышает временное разрешение в $1/\eta$ раз. Таким образом, для значительного повышения временного разрешения необходима высокая точность измерения величин A_1 , A_2 . Именно для обеспечения высокой точности в нашей схеме используются две кюветы. При наличии только одной кюветы с встречными волнами пришлось бы измерять и интегральную люминесценцию A_1 и люминесценцию в максимуме $\Psi(0)$ по профилю, зарегистрированному на фотопленке. Однако при этом точное измерение $\Psi(0)$ затруднительно.

Повидимому, ширина аппаратной функции системы фотографической регистрации в реальных условиях сопоставима с характерным масштабом изменения $\Psi(\tau)$, и вследствие этого на фотопленке регистрируется зафиксированное значение $\Psi(0)$. Использование же дополнительной кюветы с одной бегущей волной позволяет избежать ошибок, обусловленных аппаратной функцией.

Кроме того следует подчеркнуть, что поскольку в предлагаемой схеме не требуется получать распределение свечения по длине кюветы, а нужны лишь интегральные величины, то становится возможным использование фотоэлектрической регистрации, что повышает точность измерений.

Подожим, что величины интегральных свечений измеряются с точностью $\eta = 10^{-2}$. Если время разрешения осциллографа составляет 10^{-9} сек, то при этом, как видно из (4), возможно измерение эффективных длительностей порядка 10^{-11} сек. Если же $t_{\text{разр}} = 10^{-11}$ сек (ФЭР), то становится возможным измерение величины $\Delta t_{\text{эф}}^{(T)}$ вплоть до 10^{-13} сек.

Сделаем ряд дополнительных замечаний по предлагаемому методу.

1. Если в люминесцирующей жидкости есть заметное линейное поглощение, то величина $\Delta t_{\text{эф}}^{(T)}$ должна вычисляться не по (3), а по формуле

$$\Delta t_{\text{эф}}^{(T)} = \frac{shbl}{bl} \frac{1}{2} t_{\text{разр}} \left(\frac{1}{2} \frac{A_1}{A_2} - 1 \right), \quad (5)$$

где b - коэффициент поглощения по интенсивности.

2. Длина используемых кювет l должна быть не меньше $(c/n)t_{\text{разр}}$. Например, при $t_{\text{разр}} = 10^{-9}$ сек минимальная длина составляет 20 см, при $t_{\text{разр}} = 10^{-11}$ сек - 0,2 см. Если используются более длинные кюветы, то в формулах (3) - (5) следует $t_{\text{разр}}$ заменить на ln/c .

3. Рассмотрение метода было проведено применительно к квазипериодическим функциям $I(t)$. Однако даже в тех случаях, когда на осциллограмме видна

квазипериодическая последовательность импульсов, длительности которых равняются $t_{разр}$, не исключено, что временная структура внутри $t_{разр}$ на различных периодах различна. Можно лишь утверждать, что ин-

тенсивность имеет вид $I(t) = a(t) \cdot f(t)$, где $\int_{mT}^{(m+1)T} f(t) dt$

не зависит от номера m , а $a(t)$ мало изменяется за время T . При этом эффективная длительность $\Delta t_{эфф}^{(T)}$, определяемая по формуле (1), зависит от положения отрезка $(t, t + T)$ внутри огибающей, и не является поэтому удобной характеристикой. В этом случае вместо $\Delta t_{эфф}^{(T)}$ следует рассматривать величину

$\Delta t_{эфф}/N$, где $\Delta t_{эфф}^{(T)} = \left[\int_0^{t_{полн}} I(t) dt \right]^2 / \int_0^{t_{полн}} [I(t)]^2 dt$ - полная эффективная длительность,

$N = \left[\int_0^{t_{полн}} a(t) dt \right]^2 / T \cdot \int_0^{t_{полн}} [a(t)]^2 dt$ - число периодов в огибающей гигантского импульса. Заметим, что при квазипериодичности $I(t)$, т.е. при выполнении условия $f(t) = f(t + T)$, величина $\Delta t_{эфф}/N$ совпадает с $\Delta t_{эфф}^{(T)}$. Можно показать, что

$$\frac{1}{3} t_{разр} \left(\frac{1}{2} \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2} - 1 \right) < \frac{\Delta t_{эфф}}{N} < t_{разр} \left(\frac{1}{2} \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2} - 1 \right). \quad (6)$$

Сравнивая (6) с формулой (3), видим, что оценка для $\Delta t_{эфф}/N$ несущественно изменяется при отказе от условия квазипериодичности.

Благодарю А. А. Малютина за обсуждение рассмотренных здесь вопросов.

Поступила в редакцию
24 апреля 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Т. И. Кузнецова. Краткие Сообщения по Физике, № 6, 1970 г.