УДК 539.180.22

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ α С ПОМОЩЬЮ АБСОЛЮТНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ЯРКОСТИ

А. В. Шепелев

(кафедра теоретической физики)

Предложенный в работе [1] абсолютный метод измерения спектральной яркости излучения позволяет произвести ее определение без сравнения с эталоном (в качестве репера используется яркость нулевых флуктуаций электромагнитного вакуума). Метод основан на сравнении интенсивностей спонтанного и спонтанно-вынужденного параметрического рассеяния, происходящего в нецентросимметричных нелинейных кристаллах. Поскольку абсолютный метод является безэталонным, можно ожидать, что его использование для измерения яркости точно рассчитываемого излучения позволит также без использования эталонов определить некоторую комбинацию констант. Оказывается, что при определении абсолютным методом яркости синхротронного излучения (СИ) определяется отношение $e^2/(hc)$ (постоянная тонкой структуры α), причем для ее определения достаточно проведения только относительных измерений.

При движении электрона по круговой орбите усредненная за период обращения спектральная плотность мощности СИ на расстоянии L от точки излучения равна [2, 3]

$$I(L)=\frac{27}{32\pi^3}\frac{N}{L^2}\frac{e^2c}{R^3}\left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^4\gamma^8[1+(\gamma\varphi)^2]^2\left\{K^2_{2/3}(\xi)+\frac{(\gamma\varphi)^2}{1+(\gamma\varphi)^2}K^2_{1/3}(\xi)\right\};$$

$$\xi=\frac{\lambda_c}{2\lambda}[1+(\gamma\varphi)^2]^{3/2};\ \lambda_c=\frac{4\pi}{3}R\gamma^{-3}. \tag{1}$$

Здесь N — число электронов на орбите, R — радиус орбиты, h — постоянная Планка, e — заряд электрона, c — скорость света, $\gamma=E/(mc^2)$ — отношение энергии электрона к его энергии покоя, λ — длина волны, φ — угол, отсчитываемый от плоскости орбиты, $K_{2/3}$ и $K_{1/3}$ — функции Макдональда, соответствующие двум компонентам поляризации излучения. Пусть на расстоянии L от точки излучения расположена диафрагма диаметром d. При выполнении условия

$$d\ll\lambda L/x, \tag{2}$$

где x — эффективный поперечный размер пучка электронов, согласно теореме Ван-Циттерта — Цернике, поле на диафрагме можно считать когерентным [4]. При дифракции на диафрагме плоской волны расходимость излучения в дальней зоне (на расстоянии $l\gg d^2/\lambda$ за диафрагмой) составляет величину порядка λ/d. Очевидно, падающую на диафрагму волну можно считать плоской, если ее расходимость много меньше этой величины $((x+d)/L\ll\lambda/d)$. Последнее условие при $x\gg d$ совпадает с условием (2).

Таким образом, угловое распределение поля в дальней зоне при выполнении условия (2) описывается дифракцией Фраунгофера, а интенсивность пропорциональна плотности мощности на диафрагме. В направлении главного максимума яркость излучения в дальней зоне равна

$$B=\frac{\pi}{4}I(L)\frac{d^2}{\lambda^2}. \tag{3}$$

При измерении с помощью абсолютного метода яркость излучения пропорциональна hc^2/λ^5 [1]:

$$B = \frac{hc^2}{\lambda^5}\left(\frac{N_{\text{св}}}{N_{\text{с}}} - 1\right), \tag{4}$$

где $N_{\text{св}}/N_{\text{с}}$ — отношение сигналов при спонтанно-вынужденном и спонтанном параметрическом рассеянии. Считая, что измерение яркости производится в дальней зоне за диафрагмой в плоскости орбиты ($\varphi = 0$), для излучения, поляризованного в этой плоскости, из (1), (3) и (4) получаем выражение для α:

$$\alpha = \frac{2}{\pi}\,\frac{(N_{\text{св}}/N_{\text{с}} - 1)}{N}\left(\frac{d}{L}\right)^{-2}\frac{\lambda}{\lambda_{\text{с}}}\,\gamma K_{2/3}^{-2}\left(\frac{\lambda_{\text{с}}}{2\lambda}\right). \tag{5}$$

Входящие в это выражение параметры γ и λ_c/λ могут быть определены с помощью относительных измерений. Укажем один из возможных способов*. Степень поляризации СИ однозначно и известным образом зависит от отношения λ/λ_c [5]. Степень поляризации может быть определена как традиционными способами, так и абсолютным методом. В последнем случае для ее определения достаточно проведения всего двух измерений при взаимно перпендикулярных ориентациях нелинейного кристалла, в котором происходит параметрическое рассеяние, при условии, что угловая расходимость излучения меньше ширины синхронизма параметрического преобразования. Определив по известным соотношениям из степени поляризации отношение λ/λ_c, можно вычислить γ, измерив отношение яркости в плоскости орбиты ($\varphi = 0$) и при каком-то определенном значении $\varphi \neq 0$, а затем воспользовавшись формулой (1). Определение d/L эквивалентно измерению угла. Число электронов, находящихся на орбите, также может быть определено [5].

Таким образом, проводя измерение углов и некоторые относительные измерения (в принципе измеряя отношение чисел отсчетов), можно определить отношение $e^2/(hc)$. Подчеркнем, что для его определения не используются численные значения каких-либо констант и эталонов. Не нужно также знать конкретные значения радиуса орбиты, энергии электронов и длины волны, на которой ведется измерение, т. е. всех параметров, через которые, согласно (1), определяется $I(L)$.

Яркость СИ существующих источников [6] в диапазоне от 1 до 10 мкм весьма велика и составляет 1—50 фотонов на моду. К настоящему времени проведено измерение яркости, на 2—3 порядка меньшей [7], с точностью несколько десятых процента.

При использовании существующей аппаратуры точность определения α с помощью только относительных измерений, по-видимому, не сможет превысить 10^{-2}. Однако эта точность определяется в основном степенью совершенства аппаратуры** и не ограничена систематической ошибкой, связанной с неточным определением какого-то эталона или константы. Если не задаваться целью определить α с помощью абсолютного метода и СИ путем только относительных измерений, то точность ее определения может составить, по предварительной оценке, 10^{-3}—10^{-4}. В настоящее время α с наибольшей точностью (10^{-5}—10^{-6}) определена из измерений тонкого и сверхтонкого расщепления [8].

---

* По-видимому, λ/λ_c и γ могут быть также определены путем измерения углового распределения СИ. Доказательство этого сводится к доказательству единственности решения системы двух трансцендентных уравнений, включающих функции Макдональда.

** При $\lambda_c \simeq 1$ Å и $\lambda \simeq 5 \cdot 10^4$ Å квантовые и другие поправки к формуле (1) не превышают 10^{-8} и могут быть учтены [3].

Отметим, что очень высокая яркость СИ в широком спектральном диапазоне дает уникальные возможности для дальнейших исследований абсолютного метода, например для изучения описанной в [9] тонкой частотно-угловой структуры. Абсолютный метод может быть также использован для точного определения яркости СИ.

Автор благодарен Д. Н. Клышко за внимание к работе и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Клышко Д. Н. Квант. электроника, 1977, 4, № 5, с. 1056. [2] Schwinger J. Phyz. Rev., 1949, 75, p. 1912. [3] Тернов И. М., Михайлин В. В., Халилов В. Р. Синхротронное излучение и его применения. М.: Изд-во МГУ, 1980. [4] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. [5] Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н. УФН, 1977, 122, № 3, с. 369. [6] Синхротронное излучение. Под ред. К. Кунца. М.: Мир, 1981. [7] Китаева Г. Х., Пенин А. Н., Умысков А. Ф. В кн.: Тез. докл. XXI Всесоюз. конф. по когерент. и нелинейн. оптике. Ереван, 1982. [8] Квантовая метрология и фундаментальные константы. М.: Мир, 1981. [9] Китаева Г. Х., Клышко Д. Н., Таубин И. В. Квант. электроника, 1982, 9, № 3, с. 560.

Поступила в редакцию
28.04.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 2

УДК 533.72:621.378.33

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ СТОЛКНОВЕНИЙ АТОМОВ НА ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА

В. А. Кливаденко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Процессы установления режима генерации лазеров в последнее время привлекают все большее внимание исследователей. Наиболее полно эти процессы можно осветить с помощью кинетической теории.

В работах [1, 2] процессы установления режима генерации исследовались подробно, но лишь для случая, когда столкновения атомов рабочей среды отсутствуют. В работах [3, 4] детально исследовалось влияние столкновений на уширение спектральных линий излучения при отсутствии в системе внешнего поля E. Представляет несомненный интерес рассмотреть процесс установления генерации с учетом столкновений.

Квантовое кинетическое уравнение для элементов матрицы плотности $f_{nm}(R, V, t)$ в дипольном приближении имеет вид [2]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V\frac{\partial}{\partial R} + i\omega_{nm}\right) f_{nm} - \frac{i}{\hbar}\sum_{n_1}(d_{nn_1}f_{n_1m} - f_{nn_1}d_{n_1m})E = I_{nm}, \qquad (1)$$

где V — скорость атомов, ω_{nm} — частота атомного перехода $n \to m$, d_{nm} — матричный дипольный момент, I_{nm} — интеграл упругих столкновений, конкретный вид которого зависит от рассматриваемой модели столкновений.

Будем считать, что $d_{nn}=0$.

Следуя [1], рассмотрим двухуровневую модель атомов рабочей среды. Пусть a — верхний рабочий уровень, b — нижний уровень, ко-