

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

535

**О ПОСТАНОВКЕ ПРЕЦИЗИОННЫХ ФИЗИЧЕСКИХ
ЭКСПЕРИМЕНТОВ В ОПТИКЕ****Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	518
2. Измерение постоянной Ридберга	515
3. Измерение квадратичного доплеровского сдвига	518
4. Гравитационное смещение спектральных линий	520
5. Несохранение четности в атомных переходах	521
Цитированная литература	523

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время выполнено большое количество экспериментов, в которых решающую роль играет высокая монохроматичность источника электромагнитного излучения. Сейчас наименьшую ширину линии имеют мёссбауэровские источники в γ -диапазоне. Они позволили с наилучшей точностью измерить гравитационное смещение спектральных линий в земных условиях^{1,2}, квадратичный доплеровский сдвиг при вращении источника излучения³ и т. д. (см. также в⁴). Относительная ширина линии излучения в этих экспериментах была 10^{-15} — 10^{-16} . В радиодиапазоне созданы квантовые генераторы с относительной шириной линии и воспроизводимостью частоты $\sim 10^{-13}$, которые сейчас являются эталонами частоты.

Источники излучения в оптической области спектра до недавнего времени имели значительно худшую монохроматичность, чем в радио- и γ -диапазонах. Однако за последнее время благодаря большому прогрессу в области стабилизации частоты оптических квантовых генераторов, ситуация изменилась. С 1967 по 1974 г. относительная долговременная стабильность лазеров возросла с 10^{-8} до 10^{-14} . Недавно были созданы лазеры с шириной линии излучения в несколько герц⁵, на их основе были разработаны спектрометры с разрешающей способностью 10^{13} . Эти достижения стали возможны благодаря получению узких оптических резонансов в газе с ширинами 10 — 100 *кГц*, которые были использованы в качестве репера при стабилизации частоты. Физические принципы получения таких резонансов лежат в основе быстро развивающейся науки — нелинейной лазерной спектроскопии.

Высокостабильные лазеры открывают новые возможности для физических экспериментов, которые и будут обсуждены нами в этой статье. Прежде чем это сделать, кратко остановимся на характеристиках ста-

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1977 г.

бильного лазера ⁶, на воспроизводимость частоты которого мы будем ориентироваться при дальнейшем изложении.

В качестве репера для настройки частоты He—Ne-лазера на $\lambda = 3,39$ мкм использовался нелинейный по полю резонанс поглощения в метане, который имел ширину ≈ 40 кГц. Главной особенностью этого резонанса является исключение линейного доплеровского сдвига, так как вклад в его образование дают атомы, которые летят практически перпендикулярно к направлению поля.

He—Ne-лазер имеет длину усиливающей трубки ~ 2 м, длину метановой поглощающей ячейки ~ 3 м; диаметр светового пучка в ячейке ~ 1 см. Для устранения механических вибраций лазер монтировался на 50-тонном фундаменте. Долговременная относительная стабильность этого лазера была $5 \cdot 10^{-15}$, а воспроизводимость частоты $3 \cdot 10^{-14}$. Цифра $5 \cdot 10^{-15}$ означает, что уход среднего значения частоты ($\omega \approx 10^{14}$ Гц) не превышал 0,5 Гц за достаточно большое время, в данном случае ~ 1 часа.

Важной характеристикой стабильных лазеров, во многом определяющей возможности их использования в приложениях, является воспроизводимость частоты. По существу, воспроизводимость частоты — это точность, с которой удается воспроизводить частоту излучения лазеров от включения к включению. Экспериментально для измерения воспроизводимости частоты наблюдались биения двух стабильных независимых настроенных лазеров. Разность средних значений частоты не превышала $\Delta\omega = 3$ Гц, что соответствует указанной воспроизводимости $\Delta\omega/\omega = 3 \cdot 10^{-14}$. Если использовать этот лазер в качестве эталона частоты, то мы можем гарантировать, что изготовленный в другом месте такой же лазер воспроизводит эту частоту с точностью $3 \cdot 10^{-14}$, т. е. его уход тоже не будет превышать 3 Гц.

Для иллюстрации возможностей использования стабильных лазеров с высокой воспроизводимостью частоты опишем эксперимент, выполненный в Институте физики полупроводников СО АН СССР, по измерению квадратичного эффекта Доплера в газе ⁷. Квадратичный эффект Доплера — релятивистский эффект, связанный с сокращением времени в движущейся системе отсчета. На атом, движущийся в поле частоты ω , будет действовать поле частоты

$$\omega' = \frac{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \approx \omega - \mathbf{k}\mathbf{v} + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \omega,$$

\mathbf{k} — волновой вектор, \mathbf{v} — скорость атома. Как уже отмечалось, в используемой методике линейный доплеровский сдвиг устраняется ($\mathbf{k}\mathbf{v} = 0$). Квадратичный доплеровский сдвиг приводит к сдвигу частоты перехода на величину, которая после усреднения по скоростям равна

$$\Delta\omega = -\frac{1}{2} \frac{v_0^2}{c^2} \omega,$$

где ω — частота излучения лазера, v_0 — тепловая скорость. Для перехода метана $\lambda = 3,39$ мкм

$$\Delta\omega \approx 0,5 \text{ (Гц/град)} T \text{ (град)}. \quad (1)$$

Экспериментально наблюдались биения двух лазеров с воспроизводимостью $3 \cdot 10^{-14}$. При нагревании ячейки с метаном у одного из лазеров наблюдалось смещение его частоты в красную сторону с наклоном 0,5 Гц/град (рис. 1). Теоретическая зависимость (1) совпадала с экспериментальной с точностью 5%.

Из других экспериментов со стабильными лазерами следует отметить разрешение магнитной сверхтонкой структуры колебательно-вращатель-

ного перехода метана с $\lambda = 3,39$ мкм (F_2^2 -компонента линии $P(7)$ полосы ν^3)⁸. В работе⁵ удалось осуществить прямое наблюдение расщепления резонанса из-за эффекта отдачи. На рис. 2 показана запись первой производной от интенсивности нелинейного резонанса по частоте на этом переходе, из которой видно, что имеются три сильные компоненты с расстоянием между ними ≈ 11 кГц. Один из резонансов расщеплен благодаря эффекту отдачи примерно на 1 кГц. Эффект связан с тем, что линия поглощения

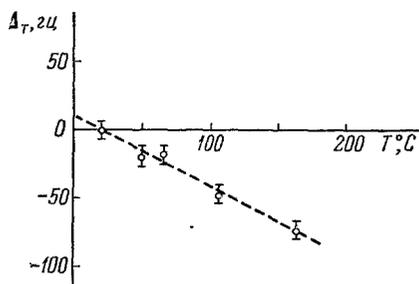


Рис. 1. Смещение частоты излучения лазера на $\lambda = 3,39$ мкм, стабилизируемого по пику мощности, при нагревании метановой ячейки поглощения.

Штриховая кривая — расчетная.

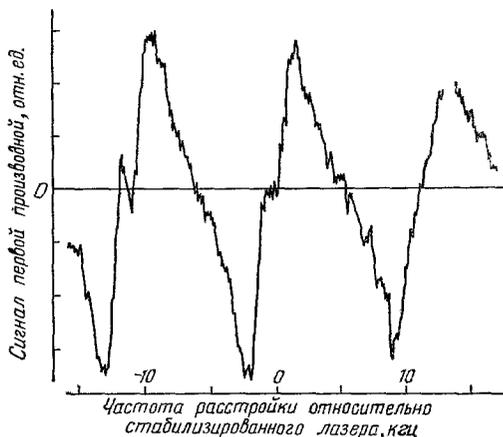


Рис. 2. Зависимость производной интенсивности поглощения от частоты в метане на переходе $\lambda = 3,39$ мкм.

F_2^2 -компонента линии $P(7)$ полосы ν_3 . Максимумам трех разрешенных резонансов, обусловленных магнитной сверхтонкой структурой перехода, соответствуют нули производной в точках -11 ; 0 и 11 кГц. Резонанс -11 кГц расщеплен из-за эффекта отдачи на величину ≈ 1 кГц.

сдвинута относительно линии излучения на величину удвоенной энергии отдачи, которую испытывает атом при излучении фотона.

Мы обсудим несколько экспериментов со стабильными лазерами, которые на наш взгляд в настоящее время могут быть поставлены:

- 1) измерение постоянной Ридберга с использованием двухфотонного поглощения на переходе $1S - 2S$ атома водорода;
- 2) измерение квадратичного доплеровского сдвига;
- 3) измерение гравитационного смещения частоты в поле Земли;
- 4) возможность обнаружения несохранения четности в атомных переходах.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА

Рассмотрим возможность повышения точности измерения величины cR_H , которую, как и R_H , называют постоянной Ридберга атома водорода. Согласно⁹ точности измерения R_H и c равны соответственно $9 \cdot 10^{-9}$ и $4 \cdot 10^{-9}$, откуда точность измерения cR_H равна $1,4 \cdot 10^{-8}$.

Постоянная

$$cR_H = \left(1 + \frac{m}{M}\right)^{-1} \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} = 3,28805119(5) \cdot 10^{15} \text{ м} \quad (2)$$

выражается через такие фундаментальные константы, как m — масса электрона, e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, m/M — отношение масс электрона и протона. Уточнение cR_H приводит к уточнению указанных постоянных, так как величина (2) входит в систему соотношений для согласования фундаментальных констант.

Эксперимент основан на измерении частоты перехода $1S - 2S$ атома водорода с помощью стабильных лазеров. Благодаря сверхтонкому расщеплению уровней мы имеем две частоты $\omega_{2S-1S}(F=0)$ и $\omega_{2S-1S}(F=1)$, отстоящие друг от друга на 1242 Мгц (рис. 3).

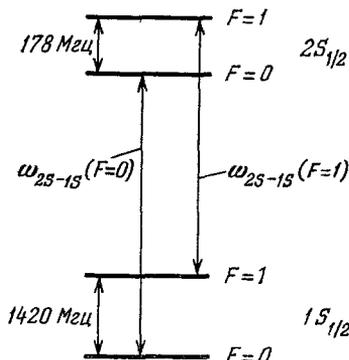


Рис. 3. Сверхтонкое расщепление частоты перехода $1S - 2S$ атома водорода.

Уровни энергии атома водорода могут быть рассчитаны с высокой точностью и записаны в виде

$$E_n(F) = -hcR_H n^{-2} + \Delta E_n(F),$$

где n — главное квантовое число, $\Delta E_n(F)$ — поправка к энергии, обусловленная тонким и сверхтонким расщеплением, а также радиационным сдвигом уровней. Все другие факторы, например добавка к аномальному магнитному моменту электрона, неточное распределение заряда в ядре и т. д. учитываются в $\Delta E_n(F)$ ¹⁰. Современная теория и ошибки, с которыми известны фундаментальные константы, позволяют вычислить указанные поправки с очень хорошей абсолютной точностью.

Наибольшая ошибка в вычислении связана с поправками $\Delta E_1(F)$ к уровню $1S$ и обусловлена, на наш взгляд, конечным размером ядра. Согласно¹⁰ размер ядра приводит к сдвигу уровня $1S$ на величину $(4/3)cR_H r_0^3/a^2$, где $r_0 \approx 1,1 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ — радиус ядра, a — боровский радиус. Если считать, что размер ядра известен с точностью 10%, то это приводит к абсолютной ошибке:

$$\Delta\omega' = \frac{4}{3}cR_H \frac{2r_0\Delta r_0}{a^2} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ гц}.$$

Мы будем считать, что $\Delta\omega'$ — это точность, с которой может быть вычислена $\Delta E_1(F)$.

Частота перехода $1S - 2S$, очевидно, равна

$$\omega_{2S-1S}(F) = \frac{3}{4}cR_H + \Delta\omega(F),$$

где $\Delta\omega(F) = [\Delta E_2(F) - \Delta E_1(F)]/h$. Если измерить ω_{2S-1S} с точностью $5 \cdot 10^5 \text{ гц}$, то cR_H будет измерена с этой же точностью. Относительная точность измерения cR_H будет 10^{-10} , т. е. на два порядка выше существующей. Точность эталона частоты сейчас порядка 10^{-12} , т. е. достаточна для проведения указанных измерений.

Выбор перехода $1S - 2S$ атома водорода обуславливают два фактора, позволяющие получить узкий оптический резонанс: малое радиационное время жизни уровня $2S$, определяющее предельную ширину резонанса, и возможность использования низких давлений газа ($10^{-4} - 10^{-5} \text{ тор}$), так как переход происходит из основного состояния. Ввиду того, что переход $1S - 2S$ с поглощением одного фотона запрещен, нельзя применить широко распространенные методы, основанные на использовании, например, лэмбовского провала.

Наиболее подходящим является резонанс двухфотонного поглощения в поле стоячей волны¹¹. Применение этого метода для измерения частоты перехода $1S - 2S$ атома водорода было предложено в работе¹². (Более подробно см. в¹³.) Недавно экспериментально двухфотонное поглощение

на этом переходе наблюдалось в импульсном режиме ¹⁴, где были разрешены частоты $\omega_{2S-1S} (F = 0)$ и $\omega_{2S-1S} (F = 1)$.

Рассмотрим газ атомов водорода в поле стоячей волны частоты ω . При одновременном поглощении двух встречных фотонов форма линии поглощения имеет узкий резонанс на частоте $\omega = \omega_{2S-1S}/2$ с шириной двухфотонного перехода γ . Важной особенностью такого поглощения является исключение доплеровского сдвига (в поле бегущей волны форма линии двухквантового перехода испытывает обычное доплеровское уширение) и исключение влияния эффекта отдачи.

Вероятность одновременного поглощения атомом двух фотонов есть эффект второго приближения теории возмущений, причем для перехода $1S - 2S$ атома водорода все вычисления можно провести до конца. Для количества атомов, возбуждаемых в состояние $2S$ в единице объема в единицу времени можно записать

$$\frac{dn_{2S}}{dt} \approx 10^{12} \frac{(\gamma/2)^2}{(2\omega - \omega_{2S-1S})^2 + (\gamma/2)^2} \frac{J^2 (em/cm^2)}{\gamma/P (Mgy/mop)}, \quad (3)$$

где P — давление водорода, J — плотность потока энергии каждой из бегущих волн. Если $J = 1 \text{ em/cm}^2$, $\gamma/P = 10 \text{ Mgy/mop}$, то оценка дает в резонансе $dn_{2S}/dt = 10^{41} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Резонанс в поглощении дает соответствующий резонанс в количестве атомов в состоянии $2S$, который может быть зарегистрирован различными методами, которые использовались, например, для измерения лэмбовского сдвига между уровнями $2S$ и $2P$ ¹⁵.

В реальных условиях радиационная ширина перехода $\sim 1 \text{ гц}$ вряд ли может быть реализована. Однако для нашей цели это и не требуется. Будем ориентироваться на ширину резонанса $\sim 10^5 \text{ гц}$. Такой порядок имеет ширина резонанса, обусловленная пролетом атомов с тепловой скоростью $v_0 \sim 10^5 \text{ см/сек}$ через световой пучок диаметром $\sim 0,1 \text{ см}$.

Главным фактором, определяющим ширину и сдвиг резонанса, является квадратичный доплеровский сдвиг. Исследование формы линии двухфотонного поглощения на переходе $1S - 2S$ атома водорода, неоднородно уширенной благодаря квадратичному доплеровскому сдвигу, проведено в работе ¹⁶. Сдвиг и уширение резонанса имеют порядок $\nu \sim \omega v_0^2/c^2$. Для $v_0 = 10^5 \text{ см/сек}$ имеем $\nu \sim 10^4 \text{ гц}$, т. е. меньше той ширины, на которую мы и ориентировались. Столкновительное уширение при низких давлениях газа несущественно: при давлении $10^{-4} - 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$ оно имеет величину $10^2 - 10^3 \text{ гц}$.

Постановка эксперимента прежде всего связана с измерением частот оптического диапазона. Учитывая значительный прогресс, достигнутый при измерении частот инфракрасного диапазона ¹⁷, можно надеяться, что эта проблема будет успешно решена в ближайшее время. В этом случае необходимо иметь лазер на красителе на $\lambda = 4860 \text{ \AA}$ со стабильностью 10^{-10} , частота которого будет измерена путем сравнения с излучением эталона, стабильность которого также 10^{-10} . Вторая гармоника этого излучения ($\lambda = 2430 \text{ \AA}$), полученная методами нелинейной оптики (например, с использованием кристалла (АДП), обеспечивает необходимый резонанс для двухфотонного поглощения. Фиксируя резонанс возбужденных атомов в состоянии $2S$, мы тем самым измеряем частоту перехода $1S - 2S$. Трудность постановки указанного эксперимента в первую очередь связана с малой эффективностью преобразования излучения с $\lambda = 4860 \text{ \AA}$ во вторую гармонику. Даже если мощность лазера на красителе с $\lambda = 4860 \text{ \AA}$ в одномодовом режиме будет $1 - 10 \text{ вт}$, интенсивность резонанса поглощения будет крайне мала и его наблюдение находится под сомнением.

Чтобы обойти эту трудность, в работе ¹⁸ было предложено использовать двухфотонное поглощение непрерывной последовательности сверхкоротких импульсов. В этом случае также возникают резонансы в поглощении, когда сумма частот двух синхронизованных мод совпадает с частотой перехода. Ширина этих резонансов определяется не длительностью импульса, а шириной двухфотонного перехода, интенсивность же резонансов такого же порядка, как и в одномодовом режиме.

Существенным моментом при использовании режима сверхкоротких импульсов является резкое повышение эффективности преобразования излучения лазера на красителе в ультрафиолетовую область. В этом режиме интенсивность второй гармоники возрастает по сравнению с одночастотным режимом с той же мощностью в N раз ¹⁹ (N — число синхронизованных мод). Если $N \sim 10^2 - 10^3$, то интенсивность резонансов на переходе $1S - 2S$ атома водорода возрастает в $10^4 - 10^6$ раз по сравнению с одночастотным режимом. Это делает возможным постановку эксперимента с нужной точностью в непрерывном режиме.

3. ИЗМЕРЕНИЕ КВАДРАТИЧНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО СДВИГА

В этом разделе мы рассмотрим метод измерения квадратичного доплеровского сдвига, который основан на использовании режима двух встречных волн с частотами, симметричными относительно частоты перехода ²⁰.

Пусть в направлении оси z распространяется волна с частотой ω_+ , а навстречу ей волна с частотой ω_- . Вдоль светового луча (вдоль z) направлен также атомный пучок, причем частота атомного перехода ω_0 близка к частотам ω_+ и ω_- . Проекцию скорости атома на ось z в пучке обозначим через v . Волна с частотой ω_+ взаимодействует с атомами, скорости которых находятся из условия резонанса $\omega_+ = \omega_0 - kv$; соответственно для встречной волны это условие есть $\omega_- = \omega_0 + kv$ (волновой вектор k для обеих волн можно считать одинаковым). В общем случае волны взаимодействуют с различными атомами. Лишь когда

$$\frac{\omega_+ + \omega_-}{2} = \omega_0, \quad (4)$$

т. е. частоты симметричны относительно частоты перехода, обе волны взаимодействуют с одними и теми же атомами, у которых

$$v = -\frac{\omega_+ - \omega_-}{2k}. \quad (5)$$

Это обстоятельство приводит к появлению резонанса в коэффициенте поглощения какой-либо из волн, когда $(\omega_+ + \omega_-)/2 \cong \omega_0$. Коэффициент поглощения имеет вид

$$\alpha \sim \left[1 - \frac{\kappa}{2} - \frac{\kappa}{2} \frac{(\gamma/2)^2}{\Omega^2 + (\gamma/2)^2} \right], \quad (6)$$

где $\Omega = [(\omega_+ + \omega_-)/2] - \omega_0$, γ — однородная линия, κ — безразмерный параметр насыщения, пропорциональный интенсивности поля ($\kappa \ll 1$); предполагается, что γ много меньше доплеровской ширины, обусловленной распределением атомов по скоростям вдоль оси z . Из формулы (6) видно, что при изменении Ω возникает резонанс при $\Omega = 0$ с шириной, равной однородной ширине. Если в резонансе фиксируется разность частот $2\Delta = \omega_+ - \omega_-$, то фиксируется согласно (5) и проекция скорости v у атомов, резонансно взаимодействующих с полем.

Благодаря квадратичному эффекту Доплера резонансная частота атома ω_0 оказывается смещенной. Если средняя продольная скорость пуч-

ка v_0 много больше средней поперечной скорости u_0 , то учет квадратичного эффекта Доплера производится с помощью замены:

$$\omega_0 \rightarrow \omega_0 - \frac{v^2}{2c^2} \omega_0,$$

где скорость v определена соотношением (5). Это дает

$$\alpha \sim \left\{ 1 - \frac{\kappa}{2} - \frac{\kappa}{2} \frac{(\gamma/2)^2}{[\Omega + (\Delta^2/2\omega_0)]^2 + (\gamma/2)^2} \right\},$$

т. е. резонанс будет теперь в точке

$$\Omega = -\frac{\Delta^2}{2\omega_0}. \quad (7)$$

Формула (7) показывает, что при изменении Δ будет наблюдаться квадратичная зависимость сдвига резонанса от Δ .

Экспериментальное наблюдение этой зависимости удобно осуществить с помощью стабильного лазера в двухчастотном режиме. В режиме $\Delta = 0$ сравнивается частота ω_+ и частота опорного генератора ω_r . Пусть $\delta = \omega_+ - \omega_r$. Затем в симметричном режиме измеряется $\Delta = (\omega_+ - \omega_-)/2$ и опять сравнивается частота ω_+ с новым значением частоты опорного генератора $\omega'_r = \omega_r + \Delta$. Согласно (7)

$$\omega_+ - \omega'_2 = \delta - \frac{\Delta^2}{2\omega_0}.$$

В случае $\lambda = 3,39$ мкм при $\Delta \approx 3 \cdot 10^8$ гц (половина доплеровской ширины) получим $\Delta^2/(2\omega_0) \approx 400$ гц. Если считать, что абсолютная ошибка в измерении частот, как и в ⁵, $\Delta\omega' = 3$ гц, то точность измерения квадратичного доплеровского сдвига будет

$$\frac{\Delta\omega'}{\Delta^2/2\omega_0} \approx 10^{-2}. \quad (8)$$

Подчеркнем, что рассмотренный метод измерения квадратичного доплеровского сдвига связан с фиксацией атомов с определенной продольной скоростью в пучке, что снимает трудности, связанные с созданием моноскоростного пучка.

Квадратичный эффект Доплера является наиболее важным фактором, который ограничивает воспроизводимость частоты стандартов как в микроволновой, так и в оптической областях спектра.

Оценим точность, с которой возможно устранить влияние квадратичного доплеровского сдвига при использовании пучка атомов с тепловой скоростью $v_0 \sim 5 \cdot 10^4$ см/с. Эта точность определяется двумя факторами: 1) однородной шириной линии взаимодействия атома с полем, 2) расходимостью атомного пучка.

Точность, с которой фиксируются атомы с продольной скоростью v в двухчастотном режиме, есть $\Delta v \sim \gamma/k$. Относительная величина квадратичного доплеровского сдвига для тепловых скоростей имеет порядок $\Delta\omega/\omega \sim v_0^2/c^2 \sim 10^{-12}$. Так как относительная величина, с которой мы фиксировали скорость, есть $\Delta v/v \sim \gamma/(kv_0)$, то доплеровский сдвиг устраняется с точностью

$$\frac{\Delta\tilde{\omega}}{\omega} \sim \frac{\Delta\omega}{\omega} \frac{\gamma}{kv_0} \sim 10^{-12} \frac{\gamma}{kv_0}.$$

Расходимость атомного пучка под углом θ_0 соответствует поперечным скоростям $u_0 \sim \theta_0 v_0$. Относительная величина квадратичного доплеров-

ского сдвига, обусловленного поперечными скоростями, есть

$$\frac{\Delta\tilde{\omega}}{\omega} \sim \frac{1}{2} \frac{u_0^2}{c^2} \sim \theta_0^2 \frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 10^{-12}\theta_0^2.$$

Если в перспективе ориентироваться на воспроизводимость частоты $\sim 10^{-16}$, то с такой же точностью мы должны устранить влияние квадратичного доплеровского сдвига. В этом случае необходимо $\gamma/(kv_0) \sim 10^{-4}$ (например, $\gamma \sim 10^5$ гц, $kv_0 \sim 10^9$ гц) и $\theta_0 \sim 10^{-2}$ ($\sim 0,5^\circ$), что вполне реально.

Проведенные оценки связаны с перспективой создания лазера с воспроизводимостью частоты $\sim 10^{-16}$, при этом точность измерения квадратичного сдвига согласно (8) должна составить $\sim 10^{-4}$.

4. ГРАВИТАЦИОННОЕ СМЕЩЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Для экспериментальной проверки общей теории относительности Эйнштейном были указаны три эффекта: гравитационное смещение спектральных линий, отклонение световых лучей в поле Солнца и смещение перигелия Меркурия. К настоящему времени точность измерения как этих, так и других эффектов не превышает 1%. Такая низкая точность связана с малостью этих эффектов в пределах Солнечной системы.

В этом параграфе мы обсудим возможности измерения гравитационного смещения спектральных линий в поле Земли с помощью стабильных лазеров.

При прохождении света между точками 1 и 2, имеющими гравитационные потенциалы Φ_1 и Φ_2 , относительный сдвиг частоты ω равен

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{c^2}.$$

С наилучшей точностью этот эффект был измерен в γ -диапазоне с помощью эффекта Мессбауэра². Эксперименты проводились на поверхности Земли, где

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{gh}{c^2} \approx 10^{-16}h \text{ (м)},$$

g — ускорение силы тяжести, h — разность высот. Разность высот в опыте² была 25 м. Использовалось γ -излучение ядер с энергией 14,4 кэв. Относительная точность измерения частоты была $5 \cdot 10^{-17}$, что соответствовало ошибке в измерении 1%.

Эксперимент по измерению гравитационного смещения частоты можно выполнить, наблюдая биения двух стабильных лазеров, один из которых находится, например, на горе. Если $h = 5$ км, то $\Delta\omega/\omega = 5 \cdot 10^{-13}$. Для определенности будем считать, что воспроизводимость частоты лазеров такая же, как и в работе⁶, т. е. ошибка в измерении частоты $\Delta\omega'/\omega = 3 \cdot 10^{-14}$. Тогда точность измерения гравитационного смещения частоты будет

$$\frac{\Delta\omega'}{\Delta\omega} = \frac{\Delta\omega'/\omega}{\Delta\omega/\omega} = 6 \cdot 10^{-2} = 6\%.$$

Главным преимуществом лазерного излучения является то, что оно может распространяться на большое расстояние. Несмотря на то, что пока точность измерения изменения частоты в оптическом диапазоне на три-четыре порядка хуже, чем в γ -диапазоне, абсолютная величина гравитационного смещения частоты значительно больше.

Заманчивым является использовать искусственные спутники Земли (ИСЗ). В этом случае $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-10}$, а ошибка в измерении эффекта, обусловленная нестабильностью лазеров $\Delta\omega'/\Delta\omega \sim 10^{-4} = 0,01\%$.

Однако основные ошибки при использовании ИСЗ, по-видимому, связаны с траекторными измерениями. Самой существенной является ошибка в определении проекции скорости ИСЗ на направление распространения светового луча Δv , которая приводит к доплеровскому смещению частоты на величину $\Delta\omega = \Delta v \cdot \omega/c$. Для $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-14}$ имеем очень малую величину $\Delta v \sim 10^{-3}$ см/с. Поэтому пока не ясны возможности использования ИСЗ для измерения гравитационного смещения частоты излучения.

5. НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В АТОМНЫХ ПЕРЕХОДАХ

В настоящее время широко обсуждаются возможности обнаружить слабое взаимодействие электрона с протоном и нейтроном путем наблюдения несохранения четности в атомных переходах ²¹⁻²⁵. Подробное изложение теории и предлагаемых экспериментов в этой области, а также подробная библиография содержатся в недавно вышедших обзорах ^{26, 27}. Мы лишь кратко остановимся на физическом проявлении эффекта.

Согласно теоретическим моделям (см., например, ²⁸) это взаимодействие является *P*-нечетным, что приводит к несохранению четности состояний атомов (атомные состояния приобретают малые добавки противоположной четности). Поэтому можно ожидать качественно новых эффектов при взаимодействии оптических полей с атомами, в частности, наблюдать вращение плоскости поляризации в газе ²¹.

Пусть V — матричный элемент перехода, частота которого ω_0 . n — добавка к показателю преломления — пропорциональна $|V|^2$ и, как обычно, имеет зависимость от частоты, приведенную на рис. 4, а. Если четность не сохраняется, то появляется матричный элемент перехода V' , который имеет другую четность, чем V . В этом случае показатели преломления правой и левой поляризацій оказываются различными:

$$n_{\pm} = \left| \frac{V \pm \xi V'}{V} \right|^2 n,$$

где ξ — малый параметр, величина которого зависит от конкретного варианта теории и оценивается как 10^{-9} — 10^{-11} . Очевидно,

$$\Delta n = n_+ - n_- = n\xi \operatorname{Re} \frac{V'}{V}.$$

Угол поворота плоскости поляризации на длине L равен

$$\psi = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} L \Delta n.$$

Отметим, что Δn зависит от частоты так же, как и n (см. рис. 4, а).

Оптическая активность газа возникает и при наложении магнитного поля, которое может имитировать рассматриваемый эффект. В этом случае зависимость Δn от магнитного поля имеет другой вид: $\Delta n \sim \Omega_0 \partial n / \partial \omega$

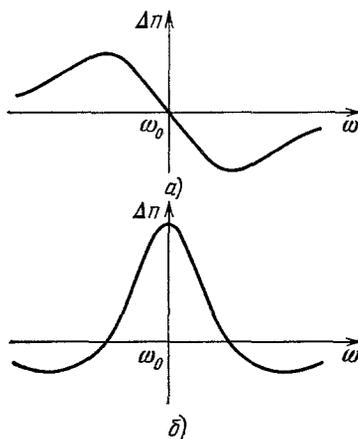


Рис. 4. Зависимость разности показателей преломления правой и левой поляризацій от частоты: а) при несохранении четности атомного перехода, обусловленной слабым взаимодействием, б) в постоянном магнитном поле.

(рис. 4, б) (Ω_0 — величина зеемановского расщепления уровней). Иной оказывается также и зависимость от частоты, что может быть использовано при экспериментальном обнаружении эффекта несохранения четности, когда нельзя полностью экранировать магнитное поле.

Стабилизируя лазер по частоте на центр линии и прикладывая дополнительно магнитное поле, можно добиться того, чтобы угол поворота в центре линии был равен нулю. Это и будет означать компенсацию внешнего магнитного поля. Степень компенсации зависит от стабильности частоты лазера.

В дальнейшем для определенности мы будем рассматривать переход $6P_{1/2} - 6P_{3/2}$ в таллии ($\lambda = 12833 \text{ \AA}$), который в ²⁵ предлагается использовать для наблюдения эффекта несохранения четности. Этот переход является магнитодипольным. Примесный матричный элемент V' является дипольным. Вычисления, проведенные в работе ²⁵, на основе теоретической модели ²⁸ показывают, что в парах таллия при давлении 100 тор (что соответствует температуре 1196 °C) и расстройке от частоты перехода $\omega - \omega_D = 2,4 \omega_D$ (ω_D — доплеровская частота) величина ψ/L равна 10^{-5} рад/м . Коэффициент поглощения α равен $0,01 \text{ см}^{-1}$. При этом разность показателей преломления согласно (4) равна

$$\Delta n = 4 \cdot 10^{-12}.$$

Мы предлагаем использовать стабильные лазеры для обнаружения эффекта несохранения четности в атомных переходах. Различие n_+ и n_- приводит к сдвигу собственных частот резонатора, отличающихся правой и левой поляризацией на величину

$$\Delta\omega = \omega\Delta n \approx 1 \text{ кГц}.$$

Для определенности будем считать, что воспроизводимость частоты для правой и левой поляризаций такая же как, и в ⁶, т. е. ошибка в измерении положений их частот $\Delta\omega' = 3 \text{ Гц}$. Тогда точность, с которой будет измерена разность показателей преломления, обусловленная эффектами несохранения четности, будет

$$\frac{\Delta\omega'}{\Delta\omega} = 3 \cdot 10^{-3} = 0,3\%.$$

Для наблюдения несохранения четности в атомных переходах можно предложить схему с кольцевым лазером, которая приведена на рис. 5 (подробно о кольцевых лазерах см., например, в ^{29,30}). Чтобы устранить эффект затягивания частот правой и левой поляризаций, в резонатор

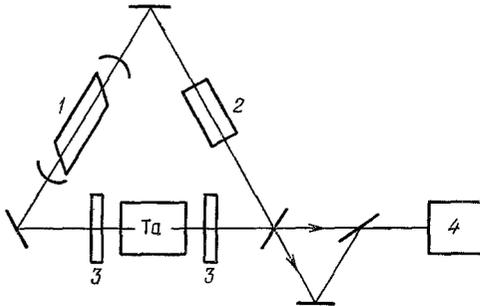


Рис. 5. Схема с кольцевым резонатором для наблюдения эффекта несохранения четности.

1 — лазер, 2 — невязанный элемент, 3 — четвертьволновая пластинка, 4 — детектор.

стабильного лазера помещается оптически активный элемент. При этом правая и левая поляризации одного типа колебаний генерируют на разных частотах и не влияют друг на друга. Разность частот правой и левой поляризаций фиксируется детектором. После этого в резонатор лазера вносится ячейка с парами таллия, которая, обладая также естественной оптической активностью, смещает частоту биений правой и левой поляризаций еще на величину $\sim 1 \text{ кГц}$.

Подчеркнем, что в этом эксперименте измеряются не частоты правой и левой поляризации, а их разность. В связи с этим, по-видимому, не требуется слишком высокая стабильность лазера, так как механические флуктуации смещают одинаково частоты как левой, так и правой поляризации, сохраняя неизменной их разность.

* * *

В этой статье мы остановились на физических возможностях постановки новых прецизионных экспериментов в оптике.

Кроме этого, лазеры обладают рядом преимуществ перед источниками в других областях спектра, что позволяет проводить эксперименты на качественно новом уровне. К таким преимуществам относятся: хорошее распространение лазерного излучения, возможность быстрой перестройки частоты, относительно небольшое время регистрации сигнала. Проведение эксперимента с относительной точностью 10^{-15} связано с временем измерения ~ 1 сек, тогда как в радиодиапазоне для экспериментов с такой же точностью требуется время на пять порядков больше.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР, Новосибирск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. W. Pound, G. Rebka, Phys. Rev. Lett. 4, 337 (1960).
2. R. Pound, I. Sneider, Phys. Rev. B140, 788 (1965).
3. K. Kündig, ibid. 129, 2371 (1963).
4. Эффект Мёссбауера. Сборники статей, М., Атомиздат, 1962, 1969; Эйнштейновские сборники, М., «Наука», 1969, 1970.
5. V. P. Chebotayev, in: Proc. of the 2nd Frequency Standards and Metrology, Symposium, Cooper Mountain, Colorado, USA, July 1976, p. 385.
6. С. Н. Багаев, Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ 16, 344 (1972).
С. Н. Багаев, Е. В. Бакланов, Е. А. Титов, В. П. Чеботаев, ibid. 20, 292 (1974).
7. С. Н. Багаев, В. П. Чеботаев, ibid. 16, 614 (1972).
8. J. L. Hall, C. Bordé, Phys. Rev. Lett. 30, 1101 (1973).
9. Доклад рабочей группы CODATA по фундаментальным физическим постоянным, УФН 115, 623 (1975).
10. Б. Тейлор, В. Паркер, Д. Лангенберг, Фундаментальные константы и квантовая электродинамика, М., Атомиздат, 1972.
11. Л. С. Василенко, В. П. Чеботаев, А. В. Шишаев, Письма ЖЭТФ 12, 161 (1970).
12. С. Н. Багаев, В. П. Чеботаев, в кн. Нелинейные процессы в оптике. Труды III Вавиловской конференции, Новосибирск, 1973, с. 107.
Е. В. Бакланов, ibid., с. 117.
13. Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев, Опт. и спектр. 38, 384 (1975); Optics Comm. 12, 312 (1974).
14. T. W. Hänsch, S. A. Lee, R. Wallenstein, C. Wieman, Phys. Rev. Lett. 34, 307 (1975).
15. W. E. Lamb, Jr., Rept. Progr. Phys. 14, 19 (1951).
16. Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев, Квант, электрон. 2, 606 (1975).
17. L. O. Hocker, A. Javan, D. Ramachandra Rao, L. Frenkel, T. S. Sullivan, Appl. Phys. Lett. 10, 5 (1967).
K. M. Evenson, J. S. Wells, F. R. Peterson, B. L. Danielson, C. W. Day, ibid. 22, 192 (1973).
18. Ye. V. Baklanov, V. P. Chebotayev, Appl. Phys. 12, 97 (1977).
19. С. А. Ахманов, А. С. Чиркин. Статистические явления в нелинейной оптике, М., Изд-во Моск. ун-та, 1971.
20. С. Н. Багаев, А. К. Дмитриев, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ 15, 91 (1972).