

[8] Солин Э. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 8. С. 415—418.

[9] Асламазов Л. Г., Фистуль М. В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 3 (9). С. 1081—1087.

Институт структурной
макрокинетики АН СССР
Московская обл.

Поступило в Редакцию
14 июля 1988 г.
В окончательной редакции
12 января 1989 г.

02: 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 1, 1990

© 1990 г.

РЕЗОНАНСНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОДНОЧАСТОТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

А. Е. Королев, В. Н. Назаров, Д. И. Стаселько,
Е. Ю. Кочерова, В. И. Малахова, Ю. А. Тамбиев

Методы резонансной интерферометрии широко используются в практике физического эксперимента для нахождения концентраций и визуализации неоднородностей распределения резонансно-поглощающих частиц. Для достижения предельных чувствительностей таких методов необходимо применять источники излучения с малой спектральной шириной (порядка собственной ширины резонансного перехода), плавно перестраиваемые вблизи линии поглощения [1, 2]. До последнего времени в качестве подобных источников, как правило, выступали лазеры на органических красителях.

В настоящей работе показана возможность проведения интерференционных измерений малых концентраций резонансно-поглощающих атомов с использованием излучения непрерывных одночастотных полупроводниковых лазеров, отличающихся от лазеров на красителях компактностью, удобством эксплуатации, простотой прецизионной перестройки частоты генерации вблизи резонанса [3], и обсуждаются особенности, возникающие при реализации высоких величин чувствительности таких методов. Применение полупроводниковых лазеров в интерференционных измерениях перспективно для решения практических задач и позволяет быстро находить условия наивысшей чувствительности методов, оперативно изменять эту чувствительность, наблюдать стационарные распределения концентраций в реальном времени.

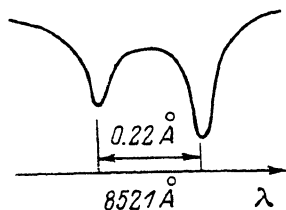


Рис. 1. Структура D_2 -линии поглощения цезия.

Нами использовался инжекционный лазер ЛПН-1М на основе [GaAs, перестраиваемый при температурах ≈ 80 К в диапазоне $8500\text{—}8530$ Å [4], в пределах которого расположена D_2 -линия поглощения цезия ($\lambda = 8521$ Å), обладающая наибольшей силой осциллятора, что позволяет реализовать предельные чувствительности интерференционных измерений. Ранее в работе [5] при исследовании плазмы цезиевой дуги использовался более слабый резонансный переход в цезии с длиной волны $\lambda = 4555$ Å. Настройка длины волны генерации полупроводникового лазера на D_2 -линию поглощения цезия и плавная перестройка вблизи резонанса осуществлялись, как и в [6], путем изменения тока инжекции, мощность одночастотной генерации составляла ≈ 10 мВт, ширина линии излучения менее 10^{-2} Å, при этом разрешалась дублетная структура линии поглощения $\Delta\lambda = 0.22$ Å, обусловленная сверхтонким расщеплением основного состояния (рис. 4).

Цилиндрическая кювета длиной 3 см, равной ее диаметру, содержащая насыщенные пары цезия и буферный газ гелий при давлении последнего 20 Тор (величина однородного уширения компонент $\delta\lambda \approx 10^{-2}$ Å [7]), помещалась в одно из плеч интерферометра Маха—Цандера, освещаемого коллимированным пучком излучения лазера, и прогревалась в диапазоне температур $65\text{—}90$ °С. Картина полос конечной ширины наблюдалась на выходе интерферометра на непрозрачном экране с помощью телевизионной установки МТУ-1. Для калибровки чувствительности метода регистрировалась величина сдвига картины полос при перестройке длины волны генерации лазера через D_2 -линию поглощения цезия. Макси-

мальный сдвиг наблюдался на внешних крыльях компонент при отстройках от резонансов $0.1-0.2 \text{ \AA}$, его величина возрастала от 0.5 до 3 полос при увеличении концентрации атомов от $2 \cdot 10^{12}$ до 10^{13} см^{-3} (рис. 2). В области аномальной дисперсии и между компонентами дублета наблюдение полос было затруднено из-за сильного поглощения излучения, проходящего через кювету.

Оценка предельной чувствительности определения концентрации цезия при указанной выше однородной ширине компонент линии поглощения, выполненная, согласно [1], без учета влияния излучения на резонансные атомы, дает величину $\approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для сдвига картины интерференции на одну полосу ($\Delta k=1$), что приблизительно на порядок отличается от экспериментальных данных (рис. 2). Отметим, что плотность мощности зондирующего кювету излучения составляла $\approx 0.5 \text{ мВт/см}^2$. Этого значения оказывается достаточно для проявления в рассматриваемых условиях эффекта насыщения поглощения резонансных атомов, связанного с перераспределением атомов по уровням и снижающего чувствительность интерференционных измерений, поскольку насыщение поглощения приводит к возникновению нелинейных фазовых набегов зондирующей волны, зависящих от ее интенсивности и имеющих обратный знак по отношению к линейному набегу фаз в среде атомов. Особенно сильно обсуждаемый эффект проявляется для частиц, имеющих сверхтонкое расщепление нижних уровней. В такой системе возникает явление оптической накачки, приводящее к перераспределению атомов по подуровням основного состоя-

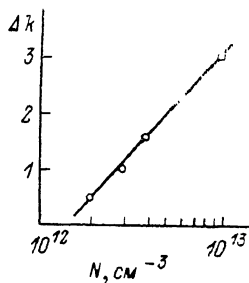


Рис. 2. Зависимость максимального сдвига картины интерференции при перестройке длины волны генерации лазера через D_2 -линию поглощения цезия от концентрации атомов.

ния под действием даже очень слабого светового потока и вызывающее уменьшение населенности подуровня, с которого идет поглощение и значительное просветление слоя паров [8].

Эффекты оптической накачки для таких частиц могут быть описаны в рамках модели трехуровневых атомов при учете резонансного взаимодействия излучения с одним из переходов дублета (сверхтонкие компоненты полагаются однородно уширенными и хорошо разрешенными) для невысоких интенсивностей излучения $I < 1/(r\sigma_0\tau)$ (вероятность вынужденных переходов мала по сравнению с вероятностью спонтанных оптических переходов), что практически всегда выполняется при использовании полупроводниковых лазеров, σ_0 — сечение поглощения переходов (считаются одинаковыми) и τ — радиационное время жизни атомов в возбужденном состоянии. Решение системы стационарных уравнений баланса населенностей в этом случае дает выражение для рефракция атомов вблизи компоненты линии поглощения в виде, подобном [1],

$$n - 1 = \frac{C' \lambda_0^3 N f (\lambda - \lambda_0)}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \left(\frac{\delta\lambda}{2}\right)^2 \left(1 + \frac{\sigma_0 I T}{2}\right)},$$

где $C' = 2.24 \cdot 10^{-14} \text{ см}$, $\lambda - \lambda_0$ — отстройка длины волны генерации лазера от центра компоненты, $\delta\lambda$ — величина однородного уширения компоненты, f — сила осциллятора, N — концентрация атомов на подуровне, с которого идет поглощение.

Время релаксации разности населенностей подуровней основного состояния T определяется временем диффузии атомов через пучок лазерного излучения или между стенками кюветы и составляет при давлениях буферного газа от единиц до нескольких десятков торр величину $10^{-1} - 10^{-3} \text{ с}$ [9]. Следствием просветления паров при оптической накачке является уширение компонент линии поглощения до величины $\delta\lambda_T = \delta\lambda \sqrt{1 + \sigma_0 I T / 2}$, зависящей от интенсивности зондирующего излучения и определяющей положение экстремумов дисперсионной кривой, т. е. значение оптимальной отстройки лазера от резонанса и предельную чувствительность метода при этой отстройке по [1]. В интерферометрических экспериментах эффекты оптической накачки начинают проявляться уже при $I > 1 \text{ мВт/см}^2$ при времени релаксации $T \approx 10^{-2} \text{ с}$. Аналогичным образом может изменяться чувствительность резонансной интерферометрии в случае насыщения поглощения в двухуровневых схемах переходов при использовании лазеров с большей мощностью генерации. Для резонансных переходов с типичными временами жизни $\tau \approx 10^{-8} \text{ с}$ плотностью мощности, при которых проявляется насыще-

ние поглощения, составляют $1-10 \text{ Вт/см}^2$. Нелинейные фазовые набег в этом случае вычислены в [10].

В наших экспериментах компоненты уширились до величины $\delta\lambda_T \approx 0.07 \text{ \AA}$ (рис. 1), что дает при подстановке в (1) значение чувствительности метода $\approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (с учетом относительной силы компонент), близкое к результатам эксперимента (рис. 2).

В качестве примера изучения пространственно неоднородных распределений резонансных атомов на рис. 3 представлены интерференционные картины, характеризующие распределение концентрации атомов цезия в условиях одностороннего неравномерного прогрева кюветы, создающего значительный вертикальный градиент температуры (верхняя часть кюветы находилась при комнатной температуре, нижняя прогревалась до величин $\geq 100 \text{ }^\circ\text{C}$). Первая из интерферограмм получена при значительной отстройке от резонанса $\lambda - \lambda_0 = 2 \text{ \AA}$ (рис. 3, а), при которой набег фазы зондирующей волны был пренебрежимо мал, вторая — вблизи резонанса $\lambda - \lambda_0 \approx 0.2 \text{ \AA}$ (рис. 3, б) при отстройке, близкой к оптимальной (исходное искривление полос обусловлено окнами кюветы). Из рис. 3, а, б четко видно изменение ориентации полос в нижней части интерференционной картины, свидетельствующее о наличии

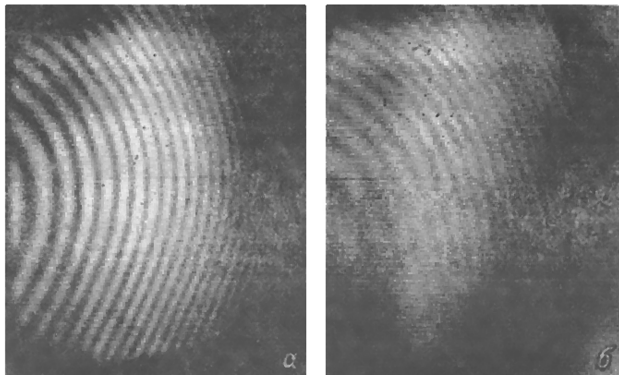


Рис. 3. Интерферограммы, характеризующие неоднородное распределение концентрации цезия (вертикальный градиент концентрации).

сильной вертикальной неоднородности концентрации. Расшифровка интерферограмм с использованием калибровочного графика (рис. 2) показывает, что концентрация атомов цезия меняется по высоте кюветы более чем на порядок (от 10^{12} до $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), экспоненциально уменьшаясь с ростом расстояния от нагреваемой поверхности. Укажем также, что при прогреве кюветы в термостате, использованном ранее в экспериментах по динамической голографии в парах металлов [4], с помощью которого в данной работе производилась калибровка чувствительности метода, сдвиг полос при перестройке через резонанс был одинаков во всем исследуемом сечении кюветы с точностью не хуже $0.2k$, что свидетельствует о высоком оптическом качестве резонансных сред при их использовании в динамических голографических элементах.

Таким образом, показано, что использование излучения одночастотного полупроводникового лазера позволяет реализовать высокочувствительные интерференционные измерения малых концентраций резонансно-поглощающих частиц. Возможность легко осуществимой перестройки длины волны генерации таких лазеров в периодическом режиме позволяет автоматизировать процесс измерения абсолютных значений концентрации, в том числе меняющейся во времени, путем фотоэлектрического счета пробегающих полос. Предельная чувствительность резонансной интерферометрии в случае трехуровневых атомов со сверхтонким расщеплением основного состояния может ограничиваться процессами оптической накачки даже при сравнительно невысоких плотностях мощности зондирующего излучения, начиная с 1 мВт/см^2 . Следует отметить возможность использования для интерференционных измерений непрерывных полупроводниковых лазеров, освоенных отечественной промышленностью, которые могут генерировать при комнатных температурах одночастотное излучение мощностью до 5 мВт в диапазоне $760-920 \text{ нм}$, перекрывающем резонансные линии поглощения не только цезия, но также калия и рубидия [11].

- [1] *Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В.* Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 1977. 336 с.
- [2] *Дрейден Г. В., Зайдель А. Н., Островская Г. В.* и др. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. С. 462—482.
- [3] *Ривлин Л. А., Семенов А. Т., Якубович С. Д.* Динамика и спектры излучения полупроводниковых лазеров. М.: Радио и связь, 1983. 208 с.
- [4] *Малахова В. И., Ривлин Л. А., Тамбиев Ю. А., Якубович С. Д.* // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. № 6. С. 1252—1256.
- [5] *Мирзабеков А. М., Митрофанов Н. К., Островский Ю. И., Шедова Е. Н.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2038—2042.
- [6] *Королев А. Е., Назаров В. Н., Стаселько Д. И.* и др. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. Вып. 5. С. 919—921.
- [7] *Bernabei E., Alvarez J. M.* // Phys. Rev. A. 1980. Vol. 22. N 6. P. 2690—2695.
- [8] *Happer W.* // Rev. of Modern Phys. 1972. Vol. 44. N 1. P. 169.
- [9] *Beverini N., Minguzzi P., Strumia F.* // Phys. Rev. A. 1971. Vol. 4. N 2. P. 550—555.
- [10] *Королев А. Е., Стаселько Д. И.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 314—322.
- [11] *Жмудь А., Дуб А., Матыко Ю., Морозова Г.* // Радио. 1986. № 10, 11.

Поступило в Редакцию
11 июля 1988 г.

ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАТОРА *H*-ТИПА

*В. Г. Гапанович, Б. И. Иванов, М. И. Капчинский, Р. А. Мещеров,
П. В. Мирунов, В. С. Рыбалко, А. А. Савенко, В. Д. Сажин, Л. А. Юдин*

Возбуждение медленной циклотронной волны (МЦВ) в сильноточном электронном пучке является важным этапом в разработке метода коллективного ускорения ионов, основанного на предложении М. Слоана и В. Драммонда [1]. Первое сообщение об экспериментальных исследованиях по возбуждению азимутально-симметричной МЦВ в пучках малой мощности появилось в [2]. Волны большой амплитуды (~ 10 МВ/м), но весьма малой длительности (~ 60 нс) были получены в Остине (США) [3]. В этих экспериментах возбуждение МЦВ происходило при взаимодействии пучка с отрезком спирального волновода и использовании внешнего генератора СВЧ мощности.

Между тем циклотронные волны пучка неоднократно использовались для генерации СВЧ излучения в приборах типа мазера на циклотронном резонансе (см., например, [4]), основанных на взаимодействии пучка с резонаторными структурами, возбуждаемыми на колебаниях *H*-типа. Как известно, условие циклотронного резонанса

$$\omega - k_z u = n\Omega,$$

где ω — частота резонатора; $\Omega = eB_0/\gamma mc$ — циклотронная частота; e , m — заряд и масса покоя электронов; c — скорость света; B_0 — продольное магнитное поле; γ — релятивистский фактор; k_z — продольное волновое число; u — скорость пучка, которая в таких приборах сводится к $\omega \approx n\Omega$, так что взаимодействие пучка происходит с однородными модами резонатора ($k_z = 0$).

Для возбуждения МЦВ ($\omega \ll k_z u$) условие резонанса $k_z u \approx \Omega$, наоборот, требует работы на модах с сильной пространственной вариацией. Заметим также, что для целей СВЧ генерации необходимы резонаторы с низкой радиационной добротностью, что определяет выбор открытых резонаторов. Для возбуждения МЦВ разумнее использовать закрытые высокодобротные резонаторы, что позволяет снизить стартовый ток.

В работе приводятся результаты эксперимента по возбуждению МЦВ микросекундной длительности при взаимодействии сильноточного электронного пучка с пассивным закрытым резонатором *H*-типа, периодически нагруженным трубками дрейфа.