

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ТОК В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

С.Н.Атутов, И.М.Ермолаев, А.М.Шалагин

Работа посвящена новому оптогальваническому эффекту: в разреженном газе при его резонансном взаимодействии с излучением возникает электрический ток. Экспериментально ток зарегистрирован при воздействии на пары натрия излучения лазера на красителе. Эффект светоиндуцированного тока может лечь в основу нового метода внутридоплеровской спектроскопии.

В данной работе речь идет о новом оптогальваническом эффекте – светоиндуцированном токе в разреженном газе. Эффект состоит в том, что при резонансном воздействии излучения на нейтральный разреженный газ (длина свободного пробега много больше характерного размера поглощающей ячейки) в нем может возникать электрический ток, коллинеарный волновому вектору. Направление тока меняется на обратное при смене знака Ω – отстройки частоты излучения от центра линии поглощения.

Обсудим физическую основу эффекта. Предположим, что излучение в виде бегущей квазимонохроматической волны поглощается на переходе из основного состояния частицы в возбужденное. Благодаря эффекту Доплера с излучением взаимодействуют только те частицы, проекция скорости которых v_x на волновой вектор k близка к величине Ω/k (считаем преобладающим доплеровское уширение). В результате оптических переходов появляются возбужденные частицы с направленной скоростью $v_x = \Omega/k$. Далее предположим, что частица ионизуется из возбужденного состояния каким-нибудь способом, например, с помощью дополнительного излучения. Поскольку частица вступает в реакцию ионизации, обладая определенной скоростью v_x , то и рожденные ион и электрон будут обладать той же средней скоростью. Однако масса электрона много меньше массы иона, следовательно модуль скорости электрона существенно превышает скорость $v_x = \Omega/k$ его направленного движения. Другими словами, электроны летят практически изотропно и (в бесстолкновительной ситуации) быстро уходят на стенки. В объеме остаются только ионы, направленное движение которых и означает электрический ток. В зависимости от знака Ω ток направлен либо по волновому вектору, либо против него. В точном резонансе ($\Omega = 0$) ток отсутствует.

Описанный эффект является истинно "гальваническим", в отличие от известного оптогальванического эффекта (см., например, ^{1,2}), приводящего к изменению проводимости газа (или плазмы) и для проявления которого необходима внешняя разность потенциалов. С другой стороны, похожие оптогальванические эффекты обсуждались в работах ³⁻⁵, причем физическая основа как эффектов ³⁻⁵, так и настоящего близка к физической основе эффекта СИД ⁶. Отличие обсуждаемого здесь эффекта от ³⁻⁵ состоит в отказе от тормозящих объемных столкновений. Оказывается, что в кнудсеновской ситуации, когда релаксация импульсов ионов и электронов происходит на стенке, светоиндуцированный ток может достигать существенно большей величины, что и позволило довольно легко зарегистрировать его экспериментально.

Количественное описание эффекта проще всего сделать в плоской геометрии: поглощающая ячейка представляет собой плоский конденсатор, а излучение распространяется ортогонально его пластинам. В пренебрежении влиянием объемного заряда величина электрического тока через конденсатор дается очевидным соотношением

$$J = e \int d\mathbf{r} \int_0^{\infty} [q(v_x, r) - q(-v_x, r)] dv_x, \quad (1)$$

где $q(v_x, r)$ — число актов рождения ионов в единицу времени в единице объема и в единичном интервале скоростей v_x . Если ионизация происходит с помощью дополнительного излучения, то $q(v_x, r) = \xi p(v_x, r)$, где $p(v_x, r)$ есть "скорость" образования возбужденных частиц, ξ — вероятность ионизации после акта возбуждения. При умеренной интенсивности возбуждающего излучения можно получить

$$J = e w \xi \frac{2}{\pi} \arctg \left(\frac{\Omega}{\Gamma} \right) e^{-(\Omega/k\bar{v})^2}. \quad (2)$$

Здесь Γ — однородная полуширина линии поглощения, $k\bar{v}$ — доплеровский параметр, w — число квантов возбуждающего излучения, в единицу времени поглощаемых в ячейке.

Характерный вид зависимости $J(\Omega)$ показан на рис. 1, а. Смена направления тока происходит в узкой переходной области $\Delta\Omega \sim \Gamma \ll k\bar{v}$.

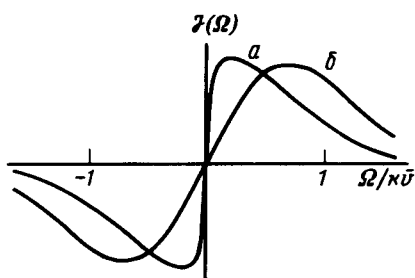


Рис. 1

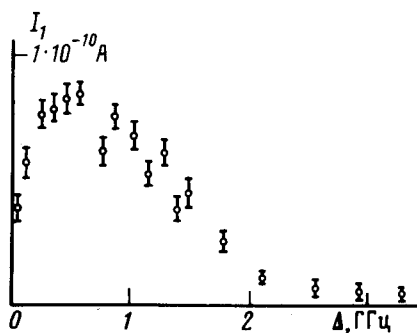


Рис. 2

Рис. 1. Графики зависимости $J(\Omega)$: а — условия свободного движения ионов, $\Gamma/k\bar{v} = 10^{-2}$; б — плазменные условия

Рис. 2. Экспериментальная зависимость токового сигнала J_1 на частоте девиации от амплитуды девиации Δ

Оценим величину эффекта. Примем, что в рабочем объеме поглощается $\sim 10^{-2}$ Вт возбуждающего излучения. Для оптической области спектра этому отвечает $w \sim 10^{17} \text{ с}^{-1}$, так что

$$J \sim 10^{-2} \xi A. \quad (3)$$

Современные приборы легко регистрируют ток $\sim 10^{-14}$ А и меньше. Поэтому эффект светоиндуцированного тока можно наблюдать до значений $\xi \sim 10^{-12}$. Если $\xi \sim 1$, то формула (3) дает значение $J \sim 10^{-2}$ А. Даже при существенно меньшей величине тока в объеме могут реализоваться плазменные условия (радиус Дебая много меньше расстояния между стенками), при которых вместо (2) справедливо соотношение

$$J \cong eq_0 \sqrt{T/T_e} (\Omega/k\bar{v}) e^{-(\Omega/k\bar{v})^2}, \quad (4)$$

где q_0 — число ионов, образующихся в рабочем объеме в единицу времени; T , T_e — температура газа и температура электронов. Частотная зависимость $J(\Omega)$ в данном случае более плавная (рис. 1, б), с единственным характерным масштабом $\Omega/k\bar{v} \sim 1$.

В ряде случаев вовсе нет необходимости специально заботиться об ионизации возбужденных частиц, поскольку она может идти сама собой за счет некоторых столкновительных процессов (например, ассоциативная ионизация). Хотя столкновения крайне редки, рожденных ионов оказывается вполне достаточно, чтобы зарегистрировать эффект. Разберем конкретный пример реакции ассоциативной ионизации натрия



для сечения которой в литературе приведены следующие данные: $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $\sigma = 0,48 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Для q_0 из (4) имеем следующую оценку:

$$q_0 \sim (w\tau)^2 \sigma \bar{v} / V, \quad (6)$$

где $\tau \sim 10^{-8}$ с — время жизни возбужденного состояния Na; V — объем области поглощения излучения. При поглощенной в D -линии натрия мощности ~ 3 мВт и $V \sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3$, $\bar{v} \sim 5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$, $\sqrt{T/T_e} \sim 1$ для достижимого значения тока получим оценку $J \sim 10^{-9}$ А, что вполне регистрируется стандартными приборами.

Нами поставлен эксперимент по регистрации светоиндуцированного тока в парах натрия, возбуждаемых квазимонохроматическим излучением лазера на красителе. Световой пучок ($\varnothing 10^{-2}$ см) проходил через отверстия ($\varnothing 1$ мм) пластин плоского конденсатора, между которыми находились пары натрия. Расстояние между пластинами 3 мм. При мощности лазера $\cong 100$ мВт в ячейке поглощалось $\cong 3$ мВт. Для выделения полезного эффекта на фоне маскирующих (симметричных по Ω и связанных с обычным фотоэффектом, вызываемым рассеянным светом) осуществлялась девиация частоты излучения симметрично относительно центра одной из D -линий натрия. С измерителя тока снимался сигнал на частоте девиации как функция амплитуды девиации. Соответствующий график представлен на рис. 2 и он свидетельствует о существовании эффекта светоиндуцированного тока с его специфической (антисимметричной) зависимостью от Ω . Гарантией подавления влияния фотоэффекта служило отсутствие сигнала на частоте девиации, снимаемого с фотоприемника, регистрирующего рассеянный свет. Величина светоиндуцированного тока достигала значения $\sim 10^{-10}$ А, что согласуется с оценками, приведенными выше для механизма ассоциативной ионизации.

Дальнейшие исследования светоиндуцированного тока представляются нам перспективными, в частности, по той причине, что этот эффект может лечь в основу нового метода внутридиплеровской спектроскопии.

Авторы благодарны С.П.Подъячеву и Д.А.Шапиро за полезные обсуждения на всех этапах работы.

Литература

2. *Webster C., Mc Dermid S., Rettner C.T.* J. Chem. Phys., 1983, 78, 646.
3. *Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М.*, Квантовая электроника, 1981, 8, 590.
4. *Пархоменко А.И., Проконьев В.Е.* Оптика и спектроскопия, 1982, 53, 1000.
5. *Ваксман М.А., Гайнер А.В.* Квантовая электроника, 1982, 9, 901.
6. *Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М.* Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 773.
7. *Bonano R., Boulmer J., Wiener J.* Phys. Rev., A, 1983, 28, 604.
8. *Huennekens J., Gallagher A.* Phys. Rev., A, 1983, 28, 1276.

Институт автоматики и электроники
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
10 сентября 1984 г.