УДК 535.342

И. М. ЕРМОЛАЕВ
(Новосибирск)

ТЕОРИЯ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ТОКА В РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗАХ В ПЛАЗМЕННЫХ УСЛОВИЯХ

1. Введение. В настоящее время широкое развитие получила оптогальваническая спектроскопия газов [1—3]. Оптогальванический эффект состоит в изменении проводимости газоразрядной плазмы при оптическом возбуждении газа, находящегося в разряде.

Недавно были предсказаны новые фотогальванические эффекты (светоиндуцированный электрический ток в плазме [4] и в нейтральных газах [5, 6]), которые по сути своей являются прямым аналогом явления светоиндуцированного дрейфа (СИД) атомов и молекул [7].

В работе [8] сообщалось о светоиндуцированном токе в разреженных газах. Главное его отличие от эффектов, предложенных в [4—6], состоит в отсутствии необходимости объемных столкновений. Напомним кратко его физическую природу. При селективном по скоростям возбуждении атомов в условиях неоднородного уширения все возбужденные атомы движутся со скоростями, близкими к Ω/k, где Ω — расстройка частоты возбуждающего излучения относительно центра линии поглощения газа, $\mathbf{k}$ — волновой вектор. Далее предположим, что атом ионизуется из возбужденного состояния каким-либо способом (например, дополнительным излучением). Рожденные таким образом ион и электрон обладают средней скоростью Ω/k. Однако электрон как легкая частица забирает практически весь дефект энергии реакции ионизации, и модуль его скорости много больше Ω/k. Поэтому электроны быстро и практически изотропно уходят на стенки, а в объеме остаются только направленно движущиеся ионы, которые и создают ток, знак которого определяется знаком Ω.

В работе [8] приведены данные эксперимента по обнаружению светоиндуцированного тока в парах натрия. В эксперименте был зарегистрирован антисимметричный по расстройке сигнал, величина которого согласуется с приведенными в [8] оценками. Проведен также теоретический анализ эффекта в случае малых плотностей заряженных частиц, когда можно пренебречь энергией взаимодействия иона с самосогласованным электрическим полем по сравнению с начальной кинетической энергией. Для плоскопараллельной геометрии электродов, в объеме между которыми рождается $Q(v)$ ионов в единице объема в единицу времени в единичном интервале скоростей, величина светоиндуцированного тока дается очевидным соотношением

$$J = e2R\int_0^\infty [Q(v) - Q(-v)]\,dv. \tag{1}$$

Здесь $2R$ — расстояние между электродами. Если ионизация из возбужденного состояния происходит с помощью дополнительного изучения, то $Q(v) = \xi\eta(v)$, где $\eta(v)$ — «скорость» образования возбужденных частиц, ξ — вероятность ионизации после акта возбуждения. В этом случае соотношение (1) принимает вид (см. [8])

$$J = e\frac{\Delta S}{\hbar\omega}\xi\frac{2}{\pi}\operatorname{arctg}\left(\frac{\Omega}{\Gamma}\right)e^{-\left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2}, \tag{2}$$

где ΔS, $\hbar\omega$ — поглощенная мощность и энергия кванта возбуждающего излучения; Γ — однородная полуширина линии поглощения; $\bar{v}$ — средняя тепловая скорость атомов. Смена направления тока вблизи $\Omega = 0$ происходит в узкой переходной области $\Delta\Omega \sim \Gamma \ll k\bar{v}$. Таким образом, эффект может лечь в основу нового метода внутридоплеровской спектроскопии.

Экспериментально легко реализуется ситуация, когда плотность ионов становится настолько большой, что возникает необходимость учесть влияние самосогласованного электрического поля на движение ионов. В данной работе эффект исследуется теоретически при большой концентрации ионов, когда дебаевский радиус много меньше R.

Получим оценочное выражение для тока. Плотность ионов определяется уравнением баланса $n \simeq Q_0\tau$, где $Q_0 = \int\limits_{-\infty}^{\infty} Q(v)\,dv$; τ — время жизни иона, обусловленное уходом на стенки в результате взаимодействия с объемным потенциалом, величина которого порядка электронной температуры T_e. Следовательно, $\tau \sim R(M/T_e)^{1/2} = R/v_s$, где M — масса иона, v_s — скорость звука в плазме. Скорость направленного движения ионов v_0 естественно определить следующим образом:

$$v_0 = \frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty} Q(v)\,v dv}{Q_0}. \tag{3}$$

Получаем оценку для тока:

$$J \simeq \frac{eR}{v_s}\int\limits_{-\infty}^{\infty} Q(v)\,v dv. \tag{4}$$

Точное решение поставленной задачи методом кинетического уравнения в условиях, когда начальная кинетическая энергия ионов много меньше T_e, приводится в п. 2. Такая задача во многом аналогична возникающей при рассмотрении разряда низкого давления [9, 10]. В работе [9] учтено влияние начальной скорости ионов, однако существенно используется симметрия разряда относительно средней плоскости. В [10] рассмотрен несимметричный случай (разряд с поперечной прокачкой), однако в [10] не было необходимости учитывать начальную скорость. В данной работе найдено аналитическое выражение для пространственного распределения самосогласованного электрического потенциала φ. Получено также выражение для величины светоиндуцированного тока.

В п. 3 приводится решение задачи в гидродинамическом приближении. Это приближение позволяет учесть роль резонансной перезарядки и упругих столкновений ионов с атомами. Проведено сравнение с результатами работы [5].

В п. 4 даны оценки для величины эффекта в двухуровневой системе для случая фотоионизации из возбужденного состояния.

2. Метод кинетического уравнения. Рассмотрим задачу о возникновении светоиндуцированного тока. Будем считать, что плотность газа мала настолько, что длина свободного пробега ионов по отношению к столкновениям с нейтральными частицами и резонансной перезарядке много больше R, а рекомбинация происходит только на стенках. В этих предположениях стационарное кинетическое уравнение Больцмана имеет следующий вид:

$$v\frac{\partial f_i}{\partial x} - \frac{e}{M}\frac{d\varphi}{dx}\frac{\partial f_i}{\partial v} = Q(v). \tag{5}$$

Самосогласованный электрический потенциал φ находится из условия квазинейтральности плазмы: $n_i = n_e = n$, где $n_{i,e}$ — плотности ионов и электронов (см., например, [11, § 37]). Распределение электронов в объеме считаем близким к больцмановскому:

$$n(x) = n_0 \exp(e\varphi(x))/T_e, \tag{6}$$

где $n_0 = n(a)$, $\varphi(a) = \varphi'(a) = 0$, т. е. a — точка максимума потенциала.

Решая уравнение (5) методом характеристик, находим выражение для $f_i(x, v)$*. Интегрируя его по скорости и подставляя полученное выражение для плотности ионов в формулу (6), получаем уравнение на $x(\varphi)$. При этом необходимо учесть что $x(\varphi)$ — функция двузначная, и поэтому считаем, что $x(\varphi)=x_1(\varphi)$ при $x<a$, $x(\varphi)=x_2(\varphi)$ при $x>a$:

$$
\begin{aligned}
e^{-\varphi} = &-\int_0^\infty q(v)\, v dv\, [F_1(\varphi - v^2, \varphi) + F_1(v^2, \varphi)] - \\
&-\int_{-\infty}^0 q(v)\, v dv\, [F_1(0, \varphi) - F_2(0, v^2)]; \\
e^{-\varphi} &\int_0^\infty q(v)\, v dv\, [F_2(0, \varphi) - F_1(0, v^2)] + \\
&+\int_{-\infty}^0 q(v)\, v dv\, [F_2(\varphi - v^2, \varphi) + F_2(v^2, \varphi)],
\end{aligned}
\tag{7}
$$

где $F_{1,2}(b, c) = \int_b^c \frac{dx_{1,2}}{d\varphi'} \frac{d\varphi'}{\sqrt{\varphi + v^2 - \varphi'}}$.

Уравнения (7) записаны в новых безразмерных переменных. Произведена замена: $n/n_0 \to n$, $-e\varphi/T_e \to \varphi$, $v(M/2T_e)^{1/2} \to v$, $Q(v)/Q_0 = q(v)$, $x/L = x(2T_e/M)^{1/2} n_0/Q_0 \to x$.

При $\varphi \ll 1$, там, где $e^{-\varphi}$ можно заменить единицей, решение ищем в виде

$$x_{1,2}(\varphi) - a/L = \mp g\sqrt{\varphi}. \tag{8}$$

Подставляя в (7), получаем $g = 2/\pi$.

Далее считая, что $v_0 \ll 1$, решим (7) в области $\varphi \gg v_0^2$, используя преобразование Абеля, как это делается, например, в механике при определении потенциальной энергии по периоду колебаний [12, § 12]. Преобразованные уравнения решаем методом последовательных приближений по v_0. В нулевом приближении имеем

$$x_{1,2}(\varphi) = \mp \frac{2}{\pi} D(\sqrt{\varphi}), \tag{9}$$

где $D(t) = e^{-t^2}\int_0^t e^{t'^2} dt'$ — табулированный интеграл Досона [13]. Максимальное значение этого интеграла достигается при $\varphi = \varphi_0 = 0{,}85$ и равно $D(\sqrt{\varphi_0}) = D_0 = 0{,}54$. В первом по v_0 приближении получаем

$$x_{1,2}(\varphi) - \frac{a}{L} = \mp \frac{2}{\pi} D(\sqrt{\varphi}) - \frac{2}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} q(v)\, v dv\, (1 - e^{-\varphi}). \tag{10}$$

Смещение a/L находим из соображений, что $x_{1,2}(\varphi_0) = \pm R/L$:

$$\frac{a}{L} = \frac{2}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} q(v)\, v dv\, (1 - e^{-\varphi_0}). \tag{11}$$

Таким образом, максимум электрического потенциала смещается относительно центра в направлении начальной скорости ионов.

Зная вид потенциала, несложно найти выражение для тока на электродах. Выпишем его в размерных переменных:

$$J = 2\frac{e^{-\varphi_0}}{D_0} e\left(\frac{M}{2T_e}\right)^{1/2} R \int_{-\infty}^{\infty} Q(v)\, v dv. \tag{12}$$

* Подробно эта процедура описана, например, в [10].

Подставив численные коэффициенты, получим

$$J \doteq 1{,}11 \frac{eR}{v_s} \int_{-\infty}^{\infty} Q(v)\, v dv. \tag{13}$$

Заметим, что оценочная формула (4) совпадает с полученным выражением с точностью до численного множителя, близкого к единице.

3. Гидродинамическое приближение. Рассмотрим решение задачи в гидродинамическом приближении подобно тому, как это делается в двухтемпературной плазме (см., например, [11, § 38]). В этом приближении становится возможным учесть роль объемных столкновений. Перепишем кинетическое уравнение (5) в более общем виде:

$$v \frac{\partial f_i}{\partial x} - \frac{e}{M} \frac{d\varphi}{dx} \frac{\partial f_i}{\partial v} = Q(v) + St_f, \tag{14}$$

где St_f — столкновительный интеграл, учитывающий упругие столкновения и резонансную перезарядку ионов. Объемной рекомбинацией попрежнему пренебрегаем, поскольку она начинает играть роль при концентрациях заряженных частиц, превышающих величину $\sqrt{\bar{v}_i/R\alpha}$ ($\bar{v}_i$ — средняя скорость ионов, α — константа трехчастичной рекомбинации). Для типичных экспериментальных условий ($R = 0{,}3$ см, $T_e = 0{,}1$ эВ, $\alpha = 3 \cdot 10^{-22}$ см^6/с) [14] имеем оценку $n > 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. Рассмотрим случай меньших n.

Проинтегрировав (14) по v, найдем уравнение непрерывности

$$\frac{d(nu)}{dx} = Q_0. \tag{15}$$

Здесь $u = \int_{-\infty}^{\infty} f_i v dv / n$ — средняя скорость ионов.

Далее проинтегрируем по скоростям уравнение (14), домноженное на v. Выразив $\varphi(x)$ через $n(x)$ из (6), получим

$$\frac{d}{dx}\left(nu^2 + nv_s^2 + n\overline{(\Delta v)^2}\right) = \int_{-\infty}^{\infty} Q(v)\, v dv - \nu n u, \tag{16}$$

где $\overline{(\Delta v)^2} = \int_{-\infty}^{\infty} f_i (u - v)^2 dv / n$ — дисперсия скорости ионов; ν — транспортная частота столкновений с учетом резонансной перезарядки ионов. Предполагается, что ν не зависит от направленной скорости u.

Оценим $\overline{(\Delta v)^2}$, когда начальная кинетическая энергия ионов и температура газа T малы по сравнению с T_e. Если объемных столкновений мало, φ как функция x имеет пологий максимум в центре и быстрое спадание вблизи $x = \pm R$ (это видно из (9)). При этом большинство ионов рождается на плато и, двигаясь к стенкам, приобретает близкие скорости. Поэтому можно ожидать, что $\overline{(\Delta v)^2} \ll v_s^2$. Действительно, для ионов, рожденных с нулевой скоростью и движущихся в потенциале (9), легко вычислить, что

$$\overline{(\Delta v)^2} = v_s^2 \left[e^{-\frac{e\varphi}{T_e}} - 1 - 2 \left(\frac{2}{\pi} D\left(\sqrt{-\frac{e\varphi}{T_e}} \right) e^{-\frac{e\varphi}{T_e}} \right)^2 \right]. \tag{17}$$

Максимальное значение $\overline{(\Delta v)^2}$ составляет 8% от v_s^2. Поэтому можно пренебречь $\overline{(\Delta v)^2}$ по сравнению с v в уравнении (16).

Когда объемные столкновения играют существенную роль, $\overline{(\Delta v)^2}$ определяется температурой газа, т. е. $\overline{(\Delta v)^2} \sim T/M \ll v_s^2$. Таким образом, и в этом случае можно пренебречь $\overline{(\Delta v)^2}$ в уравнении (16).

6*

С учетом сделанных оговорок получаем уравнение

$$\frac{d}{dx}\left(nu^2 + nv_s^2\right) = Q_0v_0 - \nu nu. \qquad (18)$$

Данное уравнение совместно с (15) образуют замкнутую систему относительно n и v. Решая ее с граничными условиями $du(\pm R)/dx = \pm\infty$, находим выражение для тока на электродах

$$J = \frac{eR}{v_s}\int_{-\infty}^{\infty} Q(v)\, vdv \frac{1}{1+\frac{\nu R}{2v_s}}. \qquad (19)$$

Сравнивая (19) с ответом из точного решения (13), видим, что при $\nu R/2v_s \ll 1$ выражения совпадают с точностью 11%, что оправдывает правомерность приближенного гидродинамического подхода.

В ситуации, когда $\nu R/2v_s \gg 1$, приходим к механизму возникновения тока, описанному в работе [5]. Ионы и электроны рождаются селективно по скоростям, а затем по-разному тормозятся в буферном газе, из-за чего возникает электрический ток. Авторы работы [5] вычислили ток в объеме между электродами, предполагая, что рекомбинация происходит только в объеме. Выражение для тока из [5], переписанное в обозначениях данной работы, выглядит следующим образом:

$$J = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} Q(v)\, vdv}{\nu}. \qquad (20)$$

Таким образом, ток, текущий через электроды в условиях рекомбинации на стенках (19), и ток в объеме в условиях объемной рекомбинации описываются выражениями, различающимися на численный множитель $\simeq 2$.

4. Численные оценки. Для проведения численных оценок нужно конкретизировать вид $Q(v)$, который определяется механизмом ионизации. Оценим величину эффекта, когда атомы возбуждаются селективно по скоростям из основного состояния, а затем ионизуются дополнительным излучением. Для такой ситуации имеем

$$Q(v) = (W/\hbar\omega_1)\,\sigma_\Phi \rho(v). \qquad (21)$$

Здесь W, $\hbar\omega_1$ — плотность мощности и энергия кванта дополнительного излучения; σ_Φ — сечение фотоионизации; $\rho(v)$ — функция распределения атомов в возбужденном состоянии. Считая степень ионизации малой, будем пренебрегать ее влиянием на концентрацию возбужденных атомов. Тогда $\rho(v)$ удобно выразить через вероятность поглощения $p(v)$: $\rho(v) = Np(v)/\Gamma$, где N — плотность атомов. Подставляя $\rho(v)$ в (19) и выражая $\int_{-\infty}^{\infty} p(v)\, vdv$ через поглощенную мощность возбуждающего излучения ΔS, получим соотношение для тока

$$J = eR\frac{W}{\hbar\omega_1}\sigma_\Phi \frac{\bar{v}}{v_s}\frac{\Delta S}{\hbar\omega\Gamma 2R}\varphi_{\text{СИД}}(\Omega)\frac{1}{1+\frac{\nu R}{2v_s}}. \qquad (22)$$

Здесь $\varphi_{\text{СИД}}(\Omega)$ — введенная в [15] функция, описывающая частотную зависимость эффекта СИД. Для численной оценки тока возьмем типичные для эксперимента значения: $R = 0{,}3$ см; $W = 10^3$ Вт/см^2; $\sigma_\Phi = 10^{-18}$ см^2 [16]; $\Delta S = 10$ мВт; $\bar{v}/v_s = 0{,}3$; $\Gamma = 10^7$ Гц; $\nu R/2v_s < 1$. В этом случае получаем $J = 3\cdot 10^{-7}$ А. Итак, ток можно регистрировать серийными приборами.

Ток можно увеличивать, повышая плотность мощности дополнительного излучения до такого уровня, чтобы ионизовать каждый возбужденный атом. Тогда $Q(v)$ будет определяться «скоростью» возбуждения, и для тока справедливо соотношение

$$J \simeq e\frac{\Delta S}{2\hbar\omega}\frac{\bar{v}}{v_s}\varphi_{\text{сид}}(\Omega). \qquad (23)$$

Для $\Delta S = 10$ мВт имеем оценку $J \simeq 5 \cdot 10^{-3}$ А.

Что касается частотной зависимости светоиндуцированного тока, она описывается функцией $\varphi_{\text{сид}}(\Omega)$ с единственным характерным масштабом расстройки $k\bar{v}$ в отличие от случая, рассмотренного в [8]. Таким образом, с увеличением плотности ионов амплитуда тока возрастает, а переходная область вблизи $\Omega = 0$ уширяется от Γ до $k\bar{v}$.

В заключение автор выражает глубокую благодарность А. М. Шалагину за руководство работой, а также Д. А. Шапиро и С. Н. Атутову за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Green R. B. et al.** Galvanic detection of optical absorption in a gas discharge.— Appl. Phys. Lett., 1976, v. 29, N 11, p. 727—729.
2. **Webster Christopher R., Mc. Dermid Stuart.** Laser optogalvanic photodetachment spectroscopy. A new technique for studying photodetachment thresholds with application to I⁻.— J. Chem. Phys., 1983, v. 78, N 2, p. 646—651.
3. **Dreze C., Demers Y., Gagne J. M.** Mechanistic study of the optogalvanic effect in a hollow-cathode discharge.— J. Opt. Soc. Amer., 1982, v. 72, N 7, p. 912—917.
4. **Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М.** Светоиндуцированный ток в слабоионизованной плазме.— Квант. электроника, 1981, т. 8, № 3, с. 590—594.
5. **Пархоменко А. И., Прокопьев В. Е.** Светоиндуцированная э. д. с. в газах.— Опт. и спектр., 1982, т. 53, № 6, с. 1000—1004.
6. **Ваксман М. А., Гайнер А. В.** Возникновение продольного градиента концентрации частиц при селективной по скоростям лазерной фотодиссоциации.— Квант. электроника, 1982, т. 9, № 5, с. 901—905.
7. **Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М.** Светоиндуцированная диффузия газов.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, вып. 12, с. 773—776.
8. **Атутов С. Н., Ермолаев И. М., Шалагин А. М.** Светоиндуцированный ток в разреженном газе.— Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, вып. 9, с. 374—377.
9. **Цендин Л. Д.** Переход плазмы низкого давления в высокоионизованное состояние.— ЖТФ, 1972, т. 43, № 8, с. 1595—1602.
10. **Алферов Г. Н., Донин В. И., Шапиро Д. А.** Поперечный поток атомов в плазме ионных лазеров.— Новосибирск, 1983. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; № 206).
11. **Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.** Физическая кинетика.— М.: Наука, 1979.
12. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Механика.— М.: Наука, 1973.
13. **Справочник** по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган.— М.: Наука, 1979.
14. **Смирнов Б. М.** Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями.— М.: Наука, 1972.
15. **Мироненко В. Р., Шалагин А. М.** Светоиндуцированный дрейф многоуровневых систем.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45, № 6, с. 995—1006.
16. **Ключарев А. Н., Безуглов Н. Н.** Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света.— Л.: ЛГУ, 1983.

Поступила в редакцию
27 февраля 1985 г.