

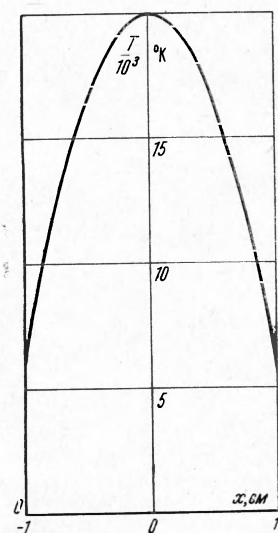
РАСЧЕТ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ПО ЧАСТОТЕ ПРИ НАЛИЧИИ РЕАБСОРБЦИИ

И. С. Воронина, В. П. Замураев, В. Г. Севастьяненко
(Новосибирск)

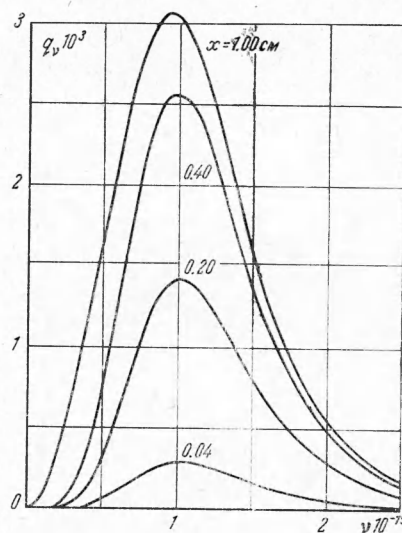
Способ расчета характеристик теплообмена, предложенный в [1,2] для спектральных линий, обобщается на непрерывный спектр.

В [1,2] путем разбиения энергетически важного участка спектра на небольшое число интервалов и использования в каждом из них специальным образом усредненного коэффициента поглощения рассчитывались с необходимой точностью характеристики теплообмена: поток энергии и его дивергенция.

В некоторых случаях основную роль в переносе лучистой энергии играет непрерывный спектр.



Фиг. 1



Фиг. 2

Когда плазма может считаться оптически тонкой, применимо известное усреднение по Планку. В этом случае дивергенция потока лучистой энергии может быть вычислена непосредственно. Для оптически плотной плазмы обычно применяют усреднение Росселанда.

Однако часто поток лучистой энергии формируется в области промежуточной оптической плотности.

Точные выражения для характеристик теплообмена в случае более сложной геометрии, чем плоский слой, весьма громоздки. Поэтому проверялась точность диффузионного приближения (первый член разложения в методе сферических гармоник) для плоской и цилиндрической геометрии.

Постановка задачи. Для обобщения предложенного в [1,2] способа расчета характеристик теплообмена на случай непрерывного спектра была рассмотрена модельная задача.

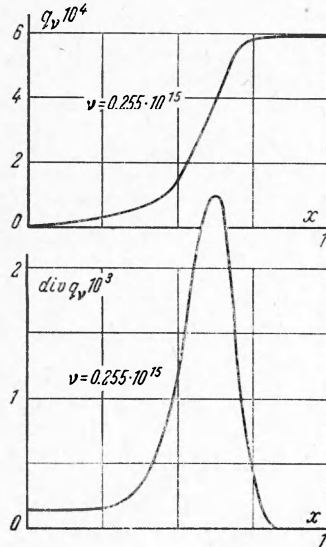
Перенос энергии излучением (поток и его дивергенция) рассчитывался для плоского слоя аргона толщиной 2 см с заданным симметричным профилем температуры, показанным на фиг. 1.

Предполагалось наличие локального термодинамического равновесия.

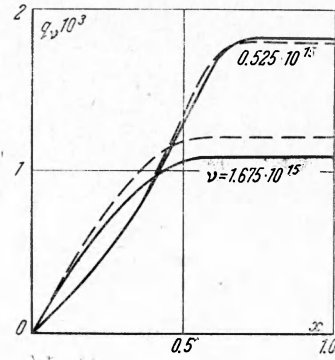
Расчеты были проведены для двух давлений: $p = 1$ атм и $p = 100$ атм. При давлении 1 атм излучение, связанное со свободно-свободными переходами и рекомбинацией на возбужденные уровни, в основном прозрачно, и его вклад в теплообмен может быть учтен непосредственно. Излучение же при фоторекомбинации в основном состоянии существенно реabsорбируется. Для этого процесса и были произведены расчеты. При давлении 100 атм для рассматриваемого слоя аргона излучение при тормозных процессах и фоторекомбинации на возбужденные уровни реabsорбируется. При этом фоторекомбинация в основном состоянии дает пренебрежимо малый вклад в общий поток энергии.

Коэффициент поглощения для фотоионизации из основного состояния рассчитывался по известному сечению фотоионизации [3].

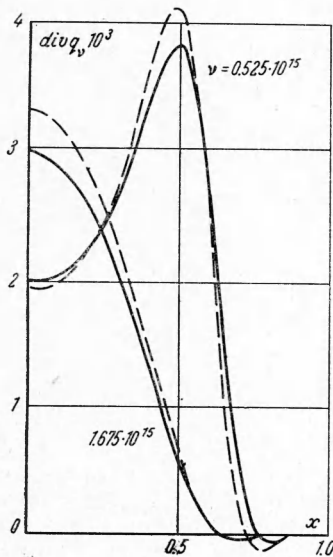
Коэффициент поглощения, обусловленный фотоионизацией с возбужденных уровней (за исключением переходов с уровней $1s_2 - 1s_6$) и свободно-свободными переходами, вычислялся по формулам работы [4].



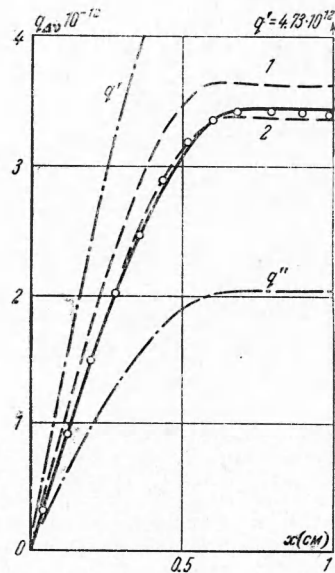
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

Снижение потенциала ионизации и сдвиг граничной частоты ν_g в формулах работы [4] учитывались по теории Эккера—Вейзеля.

При частотах $\nu \geq 0.986 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ дополнительно был учтен процесс фотоионизации с первой группы возбужденных уровней $1s_2 - 1s_5$. Сечение для этого процесса было вычислено Г. Э. Норманом и приведено в работе [6].

Расчеты проводились с использованием точных выражений для потока энергии и его дивергенции [6], а также в диффузионном приближении [6,7]. Погрешность всех расчетов не превосходит 0.5%.

Метод вычисления характеристик лучистого теплообмена. Весь важный в энергетическом отношении участок спектра разбивается на ряд областей.

Энергию, переносимую в оптически прозрачных спектральных областях, следует учитывать непосредственно. Вклад этих областей в дивергенцию потока лучистой энергии может быть найден интегрированием по частоте энергии, излучаемой единицей объема. Можно также воспользоваться имеющимися в литературе данными по излучению полусферических объемов.

Энергию, переносимую в оптически плотных спектральных областях, можно учесть в приближении лучистой теплопроводности [6], причем при вычислении средних пробегов фотонов интегрирование следует проводить по данным областям.

В промежуточных областях, где неприменимы указанные выше приближения, предлагается следующий способ вычисления характеристик теплообмена.

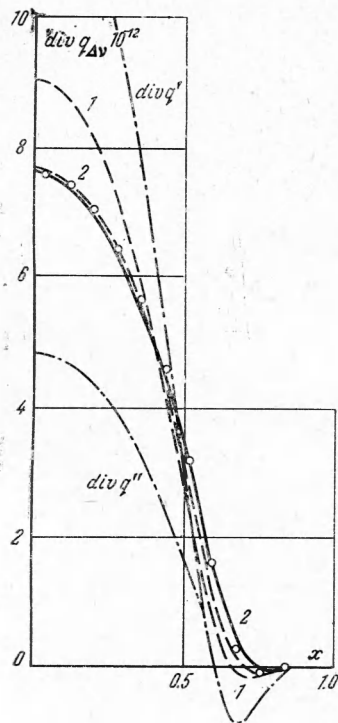
Следуя работам [1, 2], разобьем промежуточную область на интервалы, в каждом из которых коэффициент поглощения меняется приблизительно в одинаковое число раз. Такое разбиение следует проводить при температуре, наиболее важной для теплообмена в данной задаче, и полученные интервалы фиксировать. В каждом из них будем использовать некоторые средние значения коэффициента поглощения.

Введем в рассмотрение следующие средние коэффициенты поглощения:

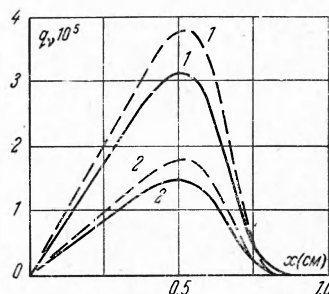
$$k' = \int_{\Delta\nu} k_\nu u_\nu^\circ d\nu \left(\int_{\Delta\nu} u_\nu^\circ d\nu \right)^{-1} \quad (1)$$

$$k'' = \int_{\Delta\nu} \frac{du_\nu^\circ}{dT} d\nu \left(\int_{\Delta\nu} \frac{1}{k_\nu} \frac{du_\nu^\circ}{dT} d\nu \right)^{-1} \quad (2)$$

$$\langle k \rangle = \sqrt{k'k''} \quad (3)$$



Фиг. 7



Фиг. 8

Здесь k_ν — спектральный коэффициент поглощения, u_ν° — спектральная равновесная плотность лучистой энергии.

Усреднение (1) — аналог усреднения по Планку, усреднение (2) — аналог усреднения по Росселанду. Эти усреднения применяются в двух крайних случаях: в прозрачном (k') и оптически плотном (k'').

Как следует из работ [1, 2], результаты расчетов с использованием k' и k'' для промежуточной области отклоняются от точных величин в основном в разные стороны. Для повышения точности было введено усреднение (3).

В настоящей работе использовались коэффициенты k' , k'' и $\langle k \rangle$.

Кроме средних коэффициентов поглощения, вводится величина

$$u_{\Delta\nu}^\circ = \int_{\Delta\nu} u_\nu^\circ d\nu$$

Для вычисления интегрального потока лучистой энергии и его дивергенции по предложенному методу усреднения используются выражения, аналогичные выражениям для спектрального потока и его дивергенции, в которых вместо k_ν используется средний коэффициент поглощения, а вместо u_ν° — величина $u_{\Delta\nu}^\circ$.

Результаты расчетов. 1. Давление $P = 100$ атм. Зависимость от частоты ν (сек⁻¹) точных значений спектрального потока лучистой энергии для различных расстояний от плоскости симметрии показана на фиг. 2. Отметим, что значительная доля энергии переносится в области существенной реабсорбции. На фиг. 3, 4 и 5

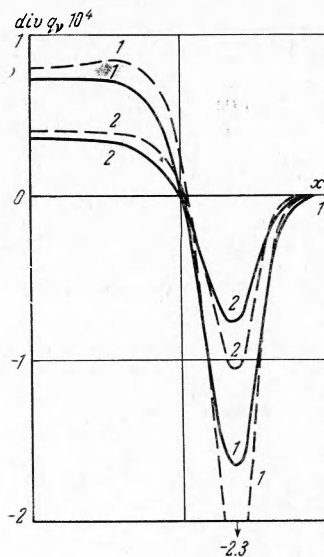
(сплошными линиями) показано изменение q_v , $\text{эрг}/\text{см}^2\text{сексек}^{-1}$ и $\text{div } q_v$, $\text{эрг}/\text{см}^3\text{сексек}^{-1}$ поперек слоя (величина x отсчитывается от плоскости симметрии) для нескольких частот. Эти фигуры показывают характерное поведение величин q_v и $\text{div } q_v$ для различной оптической плотности, в частности, фиг. 3 соответствует большой оптической плотности.

Для вычисления интегральных по частоте величин $q_{\Delta\nu}$ и $\text{div } q_{\Delta\nu}$ и проверки приближенного метода расчета была выбрана область частот $\Delta\nu$ от $\nu = 0.27 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ до $\nu = 2.75 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$. Вклад в общий поток энергии излучения и его дивергенцию областей спектра вне этого промежутка составляет меньше 4%. Внутри выбранной области частот коэффициент поглощения k_ν изменяется примерно в 250 раз.

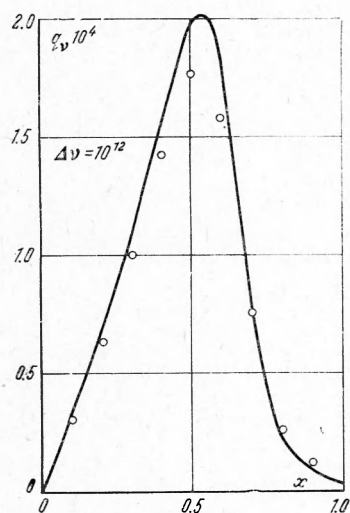
Точные интегральные значения $q_{\Delta\nu}$ и $\text{div } q_{\Delta\nu}$ показаны на фиг. 6 и 7 сплошными линиями.

Расчеты $q_{\Delta\nu}$ и $\text{div } q_{\Delta\nu}$ с использованием средних коэффициентов поглощения k' , k'' и $\langle k \rangle$ были выполнены при осреднении по всей области $\Delta\nu$, а также при разбиении ее указанным способом на два и три интервала. Результаты этих расчетов показаны на фиг. 6 и 7. Штрих-пунктирными линиями показаны величины, полученные с использованием коэффициентов k' и k'' для всей области $\Delta\nu$. Видно, что отклонение от точных величин значительное. Пунктиром показаны величины, полученные с использованием $\langle k \rangle$. Цифры у пунктирных кривых означают число интервалов, на которые разбита область $\Delta\nu$. Кружочками нанесены величины, полученные при разбиении области $\Delta\nu$ на три интервала.

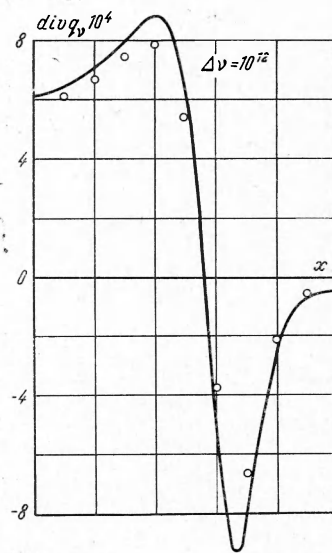
Видно, что даже при использовании усредненного по всей области $\Delta\nu$ коэффициента $\langle k \rangle$ отклонение от точного решения невелико. При разбиении области $\Delta\nu$ на интервалы ошибка быстро уменьшается.



Фиг. 9



Фиг. 10



Фиг. 11

2. Давление $p = 1 \text{ атм.}$ На фиг. 8 и 9 сплошными линиями показано изменение спектрального потока и его дивергенции поперек слоя для двух значений частоты (кривые 1 при $\nu = 3.95 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, кривые 2 при $\nu = 4.35 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$).

Область интегрирования выбрана от порогового значения частоты $\nu = 3.811 \cdot 10^{15}$ до $\nu = 5.55 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$. При $\nu > 5.55 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ переносится около 4% энергии.

В связи с тем, что коэффициент поглощения в области интегрирования меняется по частоте слабо — на 25% (поперек слоя меняется приблизительно в 400 раз), использование усредненного по всей области $\Delta\nu$ коэффициента $\langle k \rangle$ практически привело к совпадению с точными результатами.

3. *Диффузионное приближение.* В работах [1,2] проведено сравнение диффузионного приближения для плоского слоя с точным решением в случае спектральной линии. Для непрерывного спектра полученные в данной работе результаты расчетов спектральных величин q_ν и $\text{div } q_\nu$ в диффузионном приближении в случае плоской геометрии показаны пунктирными линиями на фиг. 4, 5, 8 и 9. Из сравнения их с соответствующими точными величинами (сплошные линии) видно, что точность диффузионного приближения в этом случае такая же, как и в случае спектральной линии. Аналогичное сравнение диффузионного приближения с точным решением было выполнено для случая цилиндрической геометрии. Был рассмотрен перенос энергии излучением в резонансной линии аргона $\nu_0 = 2.86 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ на расстоянии от ее центра $\nu - \nu_0 = 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ (см. [1,2]). Вычисления были проведены для цилиндрического столба аргона при $P = 1 \text{ атм}$ с распределением температуры, показанным на фиг. 1.

Точные значения q_ν и $\text{div } q_\nu$ были вычислены при помощи интегральных соотношений и показаны на фиг. 10 и 11 кружочками. Значения тех же величин в диффузионном приближении были получены численным решением дифференциальных уравнений В. Н. Ветлущим и Н. В. Заровой.

Результаты их вычислений, любезно предоставленные нам авторами, показаны на фиг. 10 и 11 сплошными линиями. Сравнение фиг. 10 и 11 с аналогичными рисунками работы [2] показывает, что в случае цилиндрической геометрии диффузионное приближение дает приблизительно ту же точность, что и для плоской геометрии.

Таким образом, диффузионное приближение может применяться в расчетах, не требующих очень большой точности.

Авторы благодарят А. Т. Онуфриева.

Поступила 18 III 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Онуфриев А. Т., Севастьяненко В. Г. Перенос лучистой энергии в спектральных линиях с учетом реабсорбции. ПМТФ, 1966, № 2, стр. 122.
2. Онуфриев А. Т., Севастьяненко В. Г. О расчете переноса энергии излучением в спектральных линиях. ПМТФ, 1967, № 1.
3. Ро Лее, G. L. Weissler, Absorption cross section of helium and argon in the extreme ultraviolet. Phys. Rev., 1955, vol. 99, No. 2, p. 540.
4. Биберман Л. М., Норман Г. Э. Рекомбинационное и тормозное излучение плазмы, J. Quant. Spectr. Rad. Transfer, 1963, vol. 3, No. 3, p. 221.
5. Лагарьков А. Н., Якубов И. Т. Влияние излучения на состояние газа перед фронтом ударной волны. Оптика и спектроскопия, 1963, т. 14, № 2, стр. 199.
6. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, 1963.
7. Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. М., 1960.

О ВЛИЯНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ПЕРЕДАЧУ ЭНЕРГИИ ПРИ АТОМНОЙ АДсорбЦИИ

В. В. Мажуга¹ (Москва)

Реальная поверхность твердого тела отличается от идеальной наличием различного рода поверхностных примесей и дефектов. Экспериментально установлено [1], что присутствие инородных атомов на поверхности кристалла изменяет эффективность передачи энергии при взаимодействии атома газа с поверхностью. Рассмотрение энергообмена атома с реальным твердым телом очень сложно. Тем не менее, проникнуть в физику процесса столкновения можно путем изучения поведения простых математических моделей.

В ранней теоретической работе Джексона [2] поверхностная примесь трактовалась независимым осциллятором, который обменивается энергией с атомом газа. Однако при столкновении атома газа с поверхностью энергия переносится не только примесным атомом, но и атомами решетки, с которыми связана поверхностная примесь. Таким образом, столкновение включает взаимодействие с нормальными колебаниями несовершенного кристалла.

Эта задача рассматривалась Мак-Карролом [3], который для нескольких значений массы примесного атома провел машинный расчет столкновения атома с одномерной полубесконечной цепочкой атомов, причем для имитации поверхностной примеси варьировались свойства крайнего атома цепочки. Мак-Каррол ограничился случаями, когда масса примесного атома изменяется лишь на 20%, по сравнению с массой